
UNIVERSITY OF TORONTO
3 1761 01127807 4

Lehrbuch

der

kosmischen Physik

von

Dr. Svante August Arrhenius
Professor der Physik an der Hochschule Stockholm.

Zweiter Teil

Mit 138 Abbildungen im Text und 1 Tafel.

Leipzig
Verlag von S. Hirzel
1903.

Inhaltsverzeichnis

zum 2. Teil.

Berichtigungen.

Zu Teil I.

Seite	7	Zeile	2 v. oben	anstatt	Sterne	lies	Sternbilde
,,	14	,,	1 u. 6 v. unten	,,	BC	,,	BC'
,,	16	,,	3 ,, ,,	,,	Lichahren	,,	Lichtjahren
,,	38	,,	11 ,, ,,	,,	bekannte	,,	unbekannte
,,	51	,,	3 v. oben	,,	Bahn	,,	Achse der Bahn
,,	53	,,	7 ,, ,,	,,	1,5 Grössenklassen	,,	1 Grössenklasse
,,	66	,,	17 v. unten	,,	R	,,	AR
,,	76	,,	5 v. oben	,,	vermindern	,,	verändern
,,	78	,,	4 v. unten	,,	K	,,	k
,,	,,	,,	1 ,, ,,	,,	^2t	,,	t^2
,,	131	,,	9 v. oben	,,	0,5 μ	,,	0,546 μ
,,	142	,,	10 v. unten	,,	sie	,,	sich
,,	,,	,,	5 ,, ,,	,,	1,05	,,	1,07
,,	178	,,	5 ,, ,,	,,	Südseite	,,	Nordseite
,,	194	,,	4 ,, ,,	,,	Dichte (	,,	Schwerkraft (weniger als
,,	217	,,	19 v. oben	,,	aufgefunden	,,	aufgefunden wurden
,,	220	,,	2 ,, ,,	,,	210	,,	213
,,	246	,,	4 ,, ,,	,,	langen	,,	langen, Quecksilber enthaltenden
,,	252	,,	13 v. unten	,,	10,000885	,,	1,0000885
,,	254	,,	9 ,, ,,	,,	$1 + \frac{3h}{R} \frac{\Delta'}{\Delta}$	,,	$\frac{3h}{R} \frac{\Delta'}{\Delta}$
,,	281	,,	4 v. oben	,,	die Tiefenstufe	,,	das Wärmegefälle
,,	288	,,	3 ,, ,,	,,	73	,,	87
,,	295	,,	5 ,, unten	,,	an	,,	aus
,,	301	,,	8 ,, oben	,,	der alten Welt	,,	den Antillen
,,	321	,,	11 ,, ,,	,,	westlich	,,	östlich
,,	334	,,	2 ,, ,,	,,	100	,,	1000
,,	336	,,	9 ,, ,,	,,	ist	,,	war
,,	339	,,	11 ,, unten	,,	180	,,	280 (vgl. Fig. 159)
,,	365	,,	2 ,, ,,	,,	Helsingför	,,	Helsingör
,,	405	,,	16 ,, ,,	,,	zweiten	,,	grossen
,,	422	,,	6 u. 2 v. unten	,,	15000	,,	10000
,,	428	,,	12 v. unten	,,	J	,,	f
,,	435	,,	5 ,, oben	,,	1,1	,,	11,1
,,	456	,,	8 u. 11 v. oben	,,	Amplitude	,,	Intensität
,,	,,	,,	15 v. oben	,,	Schwankung	,,	Schwankung (Amplitude)

Zu Teil II.

Seite 522	Zeile 3 v. unten	anstatt	ist	lies	war
„ 531	„ 4 „ „	„	1896	„	1893
„ 548	„ 7 „ „	„	81.7°C	„	81.7°
„ 570	„ 2 „ oben	„	April—Sept.	„	Okt.—März
„ „	„ .3 „ „	„	Okt.—März	„	April—Sept.
„ 589	„ 21 u. 22 v. oben	„	Dieselben	„	Diese Ballons
„ 594	„ 15 v. oben	„	200	„	2000
„ 598	„ 16 „ „	„	$(285+t)\,dt$	„	$-(285+t)\,dt$
„ 616	„ 9 „ „	„	lässt	„	zu lassen
„ 620	„ 13 v. unten	„	Diffusionsgeschwindigkeit	„	Verdunstungsgeschwindigkeit
„ 632	„ 9 „ „	„	H. Wilson	„	C. T. R. Wilson
„ 633	„ 5 „ „	„	1,293	„	1293
„ 648	„ 15 „ „	„	Cumulo-Nimbus	„	Alto-Cumulus
„ 659	„ 11 „ „	„	Westmünsters Abbey	„	Westminster Abbeys
„ 662	„ 4 „ „	„	Tafel II	„	Tafel 3
„ 666	„ 3 „ „	„	Regen	„	Niederschlag
„ 683	„ 13 „ oben	„	Sek'.	„	Sek.²
„ 712	„ 2 „ „	„	abzusteuern	„	abzusteuern oder bei dem Winde liegen
„ 717	„ 8 „ „	„	Winter	„	Winter auf
„ 732	„ 2 „ unten	„	Sommer	„	Winter
„ 737	„ 9 „ oben	„	u_s	„	u'_s
„ 751	„ 9 „ „	„	$dO/dt =$	„	$dO/dt = 15{,}2 \sin 53^0 . 10^6 =$
„ 770	„ 21 „ „	„	Meinardas	„	Meinardus
„ 792	„ 12 „ „	„	Lumistitima	„	Lunistitium
„ 798	„ 6 „ „	„	welche	„	was
„ 855	„ 6 „ „	„	Tafel I	„	Tafel 2
„ 871	„ 3 v. unten	„	In	„	Im Jahre
„ 893	„ 2 „ „	„	265	„	205
„ 940	„ 2 „ „	„	Deklination	„	Inklination
„ 963	„ 12 v. oben	„	37	„	*37*
„ 967	„ 13 „ „	„	angiebt	„	angeben
„ 971	„ 4—5 „ „	„	Deklinatorium	„	Deklinometer
„ 975	„ 8 „ „	„	grösseres	„	geringeres
„ „	„ 9 „ „	„	negative	„	positive
„ 994	„ 15 „ „	„	Garrigon	„	Garrigou
„ 998	„ 5 „ „	„	Sartorius 143. 506	„	Sartorius S. Waltershausen
„ 999	„ 16 „ „	„	Waltershausen, Sartorius v. 948	„	Waltershausen, Sartorius v. 143. 948.

Physik der Atmosphäre.

I. Bestandteile der Luft.

Zusammensetzung der Atmosphäre. Wie die meisten grösseren Himmelskörper ist die Erde von einer nach aussen allmählich abnehmenden Gashülle, der Atmosphäre, umgeben. Die darin enthaltenen Gase wurden ursprünglich als ein einheitlicher Körper, die Luft, angesehen, welche von Aristoteles an als eines der vier Elemente aufgefasst wurde. Dieser Vorstellung machte die Entdeckung des Sauerstoffs in der Luft ein Ende, indem dadurch erwiesen wurde, dass in der Luft wenigstens zwei elementare Gase, Sauerstoff und Stickstoff, sich befinden. Ausserdem enthält, wie man schon lange wusste, die Luft zwei chemische Verbindungen, nämlich Wasserdampf und Kohlensäure. Diese sind relativ leicht aus der Luft zu entfernen, durch chemische Absorptionsmittel, nämlich Kali, Natron oder Natronkalk für die Kohlensäure und Chlorcalcium, Schwefelsäure oder Phosphorsäureanhydrid für den Wasserdampf. Deshalb wurden diese Verbindungen nicht als eigentliche Bestandteile der Luft betrachtet, was auch in physikalischer Beziehung berechtigt erscheint, da sie auch in dieser Hinsicht recht abweichende Eigenschaften von den übrigen Bestandteilen zeigen.

So lagen die Verhältnisse bis vor wenigen Jahren (1894), als Ramsay und Lord Rayleigh durch die verschiedene Dichte des chemisch (aus Stickstoffoxydul, Stickstoffoxyd, Chlorammonium, Ammoniumnitrit oder Ammoniumnitrat) und des aus der Luft durch Wegnahme des Sauerstoffs (mittels rotglühenden Kupfers oder Eisens) bereiteten Stickstoffs zur Vermutung geführt wurden, dass ein fremder Körper im sogenannten Luftstickstoff enthalten sei. Der Unterschied der specifischen Gewichte war nicht geringer als etwa 0,5 Proz., und zwar war der Luftstickstoff

schwerer. Das fremde Gas musste also schwerer als Stickstoff sein. Durch Leitung des Luftstickstoffs über stark rotglühendes Magnesiumpulver, welches Stickstoff (und Sauerstoff) absorbiert, kann man diesen Stoff aus der Mischung ausscheiden und erhält so als Rückstand ein farbloses Gas, das man Argon genannt hat, und welches 1,42 mal schwerer als Stickstoff ist.

Seitdem haben hauptsächlich Ramsay und seine Mitarbeiter erwiesen, dass das so bereitete Argon kein einheitlicher Körper ist, sondern etwa 0,2 Proz. andere Gase enthält. Dieselben sind Neon, Helium, Krypton und Xenon (in den Mengen $1{,}5.10^{-5}$, $1{,}5.10^{-6}$, 10^{-6} bezw. 5.10^{-8} Vol.-Teile der Luft) und spielen keine nennenswerte Rolle.

Die Zusammensetzung der Luft ist nach diesen Untersuchungen:

Stickstoff . . .	78,16	Volums-Proz.	75,60	Gewichts-Proz.
Sauerstoff . . .	20,90	„ „	23,10	„ „
Argon u. s. w. .	0,94	„ „	1,30	„ „
	100,00	„ „	100,00	„ „

Masse der Atmosphäre. Die Gase der Atmosphäre wiegen ebensoviel wie eine 76 cm hohe Quecksilbersäule von derselben Grundfläche (und bei 0° C.). Da das spezifische Gewicht des Quecksilbers (bei 0° C.) 13,6 beträgt, so wiegt eine Quecksilbersäule von 76 cm Höhe und 1 cm^2 Querschnitt 76.13,6 = 1033,3 g. Das Gewicht der Luftmasse übt demnach einen Druck von 1,0333 kg auf jeden cm^2, oder 10,333 Metertonnen auf jeden Quadratmeter der Erdoberfläche aus.

Die Erdoberfläche besitzt weiter die Grösse von $4\pi r^2$ m^2, wenn r die Länge des Erdhalbmessers in Meter angiebt. Ausgerechnet giebt dies $5{,}097.10^{14}$ m^2, wonach das Gewicht der Luftmasse $5{,}27.10^{15}$ Metertonnen ausmacht.

Da das Totalgewicht der Erde (mit dem spezifischen Gewicht 5,53) $5{,}985.10^{21}$ Metertonnen ausmacht, so beträgt die Atmosphäre nur den 1136000. Teil der ganzen Erdmasse. Verglichen mit der Masse des Oceans, $13{,}4.10^{17}$ Tonnen, erreicht die Masse des Luftmeeres nur den 252. Teil derjenigen der Hydrosphäre.

Mit Hilfe der oben gegebenen Daten über die Zusammensetzung der Luft, sowie aus dem mittleren Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der Luft von 0,044 bezw. 0,28 Gew.-Proz. ist die folgende Tabelle über die Menge der verschiedenen atmosphärischen Gase berechnet:

	Totalmenge	Menge pro m² Erdoberfläche
Stickstoff.	398,4.10^{13} Ton.	7812 kg
Sauerstoff	121,6 „ „	2387 „
Argon u. s. w.	6,84 „ „	134,3 „
Kohlensäure . . .	0,23 „ „	4,6 „
Wasserdampf . . .	1,46 „ „	28,5 „ .

Da 1 l Luft bei 760 mm Druck, 0° C. und 45° Br. am Meeresspiegel 1,293 g wiegt, so würde die Atmosphäre, wenn sie überall diese Dichte hätte, eine Höhe von 7991 m oder rund 8000 m besitzen. Diese Höhe, welche „die Höhe der homogenen Atmosphäre“ genannt wird, giebt eine Vorstellung von der Luftmasse und erleichtert viele Rechnungen durch ihre Einführung.

Wegen der Abnahme der Schwerkraft mit steigender Entfernung von der Erdoberfläche ist eine kleine Korrektion an diesem Wert anzubringen. Nach Ekholm beträgt der korrigierte Wert 8010 m.

Zu dieser Korrektion ist bei der Berechnung der Masse der Luft noch eine, die etwa den doppelten Betrag der letztgenannten erreicht, wegen der konischen Erweiterung einer vertikalen Luftsäule nach oben hinzuzufügen. Weiter ist dabei zu beachten, dass der mittlere Barometerdruck an der Meeresoberfläche 758 mm (nicht 760 mm) beträgt, und dass das Luftmeer über der festen Erdoberfläche nicht bis zum Meeresniveau hinunterreicht. Der gesamte Einfluss aller genannten Umstände bewirkt eine Verminderung in der oben berechneten Totalmenge von Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlensäure um etwa 1,8 Proz.

Chemische Eigentümlichkeiten der atmosphärischen Gase. Der Luftsauerstoff. Es ist auffallend, dass die Gase der Luft, wenn man Sauerstoff ausnimmt, durch ihren Mangel an chemischer Reaktionsfähigkeit sich auszeichnen. Besonders gilt dies für die neuentdeckten Gase Argon, Neon, Helium u. s. w., welche überhaupt nicht mit unseren Hilfsmitteln in Verbindungen überzuführen zu sein scheinen. Auf diese Weise ist es verständlich, dass diese Gase nicht von der festen Erdkruste aufgenommen worden sind. Dagegen könnte man wohl meinen, dass der Sauerstoff der Luft, welcher sehr leicht in feste Verbindungen eingeht und thatsächlich bei Verwitterung von verschiedenen Mineralien, wie Schwefelmetallen, besonders Pyrit (Schwefeleisen), und Eisenoxydulverbindungen (vgl. S. 342) verbraucht wird, eigentlich hätte im Laufe

der Zeit aus der Atmosphäre verschwinden müssen. Dieser Umstand legt die Frage nahe, ob nicht Sauerstoff stetig neuproduziert wird. Nun ist es wohlbekannt, dass die Pflanzen aus Kohlensäure Kohlenstoff ausscheiden und freien Sauerstoff an die Atmosphäre abgeben. Der so produzierte Kohlenstoff wird allmählich abgelagert und findet sich in den Torfablagerungen bezw. Braun- und Steinkohlenflötzen wieder. Prof. Koene in Brüssel hat zuerst (1856) die Aufmerksamkeit darauf gerichtet, dass die fossile Kohle der Erde eine solche Masse besitzt, dass sie bei einer eventuellen Verbrennung wohl den Sauerstoff der Luft konsumieren würde. Man ist wohl berechtigt, wegen dieses Umstandes zu vermuten, dass aller Sauerstoff in der Luft durch die Wirkung des Pflanzenlebens in vergangenen geologischen Epochen entstanden ist. Kohlensäure (und Wasser) werden stetig aus dem Erdinneren zur Atmosphäre (vermittelst der Vulkane) befördert. Der Wasserdampf kondensiert sich und geht ins Weltmeer oder wird bei der Verwitterung (zur Kaolinbildung) verbraucht. Ebenso wird die Kohlensäure teilweise zur Verwitterung verbraucht, teilweise durch die Pflanzen in Kohle und atmosphärischen Sauerstoff verwandelt. Der Sauerstoff wird folglich immer neuproduciert und auf diese Weise ist sein jetziges Vorkommen in der Atmosphäre, trotz des stetigen Verbrauchs, erklärlich.

In jüngerer Zeit ist diese Frage wiederholt Gegenstand der Diskussion gewesen, wozu besonders die Vorträge von Lord Kelvin beigetragen haben. Zuerst sprach er die Ansicht aus, welche Koene vertreten hatte, dass aller Sauerstoff in der Atmosphäre von Pflanzen produziert sei. Später aber fand er die Menge Kohle, 0,9 Tonnen pro Quadratmeter Erdoberfläche, welche in der Erdkruste abgelagert sein müsste, um dem atmosphärischen Sauerstoff, welcher 2,4 Tonnen pro m^2 beträgt, zu entsprechen, all zu gross, um durch die geologischen Befunde bestätigt zu werden. Er äusserte sich folglich dahin, dass wahrscheinlicherweise in der ursprünglichen Atmosphäre der Erde Sauerstoff sich befand.

Die Koenesche Ansicht, welche in mehreren Abhandlungen von Phipson verteidigt wurde, ist neuerdings von Stevenson zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht worden. Nach seiner Schätzung befinden sich in der Erdkruste in sedimentären Schichten so grosse Kohlenmengen, dass sie wohl bei ihrer Verbrennung zu Kohlensäure die ganze Sauerstoffmenge der Luft verbrauchen würden. Ausserdem sind in diesen Schichten grosse Mengen von Schwefelmetallen, besonders Pyriten, eingeschlossen, welche ohne Zweifel durch die redu-

zierende Wirkung von organischen Substanzen entstanden sind. Diese Mengen wären schon an und für sich genügend, um bei ihrer Oxydation den Luftsauerstoff zu verbrauchen, ein Schluss zu dem Ebelmen früher gekommen war.

Phipson hat zu dieser Diskussion, die wegen der mangelhaften geologischen Daten noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden darf, einen interessanten Beitrag geliefert, indem er zeigte, dass Pflanzen, sowohl niedere, wie Bakterien, als höhere, wie Ackerwinde, in einer sauerstofffreien Atmosphäre gedeihen können. Er setzte nämlich Pflanzen in eine Atmosphäre, die ausser etwas Kohlensäure nur Stickstoff oder Wasserstoff enthielt. Es zeigte sich dabei, dass Sauerstoff entwickelt wurde, welcher den anwesenden Wasserstoff zu Wasser oxydierte. Wenn es auch, nach Ansicht der meisten Pflanzenphysiologen unwahrscheinlich ist, dass die Pflanzen Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser umsetzen, so erfolgt dieser Prozess von selbst durch elektrische Entladungen in der Atmosphäre. Wenn folglich die Erdatmosphäre anfänglich Stickstoff und Wasserstoff neben Kohlensäure enthalten hat, so konnte darin sehr wohl ein Pflanzenleben entstehen, welches Sauerstoff entwickelte, der zuerst den Wasserstoff allmählich zu Wasser umsetzte, um nachher als freier Sauerstoff in der Luft zu verbleiben. Da die Sonne in ihrer Atmosphäre grosse Mengen von Wasserstoff enthält, ist es nicht unwahrscheinlich, dass dieses Gas in grosser Menge in der ursprünglichen Erdatmosphäre vorhanden gewesen ist. Vielleicht kamen auch in der ursprünglichen Erdatmosphäre Kohlenwasserstoffe vor, welche in der Atmosphäre der Kometen eine grosse Rolle spielen. Diese Kohlenwasserstoffe werden dann demselben Schicksal anheimgefallen sein, wie der Wasserstoff.

Die Kohlensäure der Luft. Ein anderes Gas, dessen Menge in der Atmosphäre in geologischer Zeit wahrscheinlich grossen Veränderungen unterworfen gewesen ist, ist die Kohlensäure. Alle Kohlenbecken und noch mehr alle Kalksteine in den sedimentären Schichten haben ihre Kohle aus der Atmosphäre erhalten. Nach Högboms Schätzung ist auf diese Weise wenigstens so viel Kohlensäure der Atmosphäre entzogen worden, als allein einen Druck von etwa zehn Atmosphären ausüben würde. Es wäre aber sehr verfehlt, wie früher häufig geschah, anzunehmen, dass diese grosse Kohlensäuremenge auf einmal in der Atmosphäre vorhanden gewesen wäre. Vielmehr ist die Kohlensäure allmählich der Luft zugeführt worden und ebenso allmählich daraus ausgeschieden. Die wichtigste Kohlensäurequelle findet sich in den vul-

kanischen Exhalationen; es ist sehr schwer zu schätzen, wie viel Kohlensäure durch den Vulkanismus der Atmosphäre pro Jahr zugeführt wird. Nehmen wir aber an, dass in historischer Zeit die Zu- und Abfuhr dieses Gases einander Gleichgewicht gehalten haben, so ist dieses Gleichgewicht in letzter Zeit stark gestört, indem jährlich etwa 700 Millionen Tonnen Kohle (1900) verbrannt werden. Da aus 3 g Kohle (und 8 g Sauerstoff) 11 g Kohlensäure entstehen, so entspricht dies etwa dem 900. Teil der Kohlensäuremenge in der Atmosphäre. Wenn also die übrigen Prozesse einander in Gleichgewicht halten, so wird die Kohlensäuremenge in der Atmosphäre schnell zunehmen. Dabei wirkt wohl das Weltmeer als ein grosser Regulator (nach Schloesing), indem etwa 83 Proz. von der neugebildeten Kohlensäuremenge darin absorbiert werden, während $^1/_6$ in der Atmosphäre zurückbleibt. Die Kohlensäuremenge in der Luft würde demnach in 54 Jahren um etwa ein Hundertstel zunehmen, was wohl durch genaue Analysen festgestellt werden könnte.

Man hat die Befürchtung ausgesprochen, dass die schnell steigende Kohlenverbrennung — sie nimmt etwa auf das Doppelte in zwanzig Jahren zu — den Sauerstoff der Luft verbrauchen würde, was für das animalische Leben unzuträglich wäre. Indessen ist diese Befürchtung unbegründet. Steigt nämlich die Kohlensäuremenge der Luft, so nimmt auch die Assimilation der Pflanzen zu, und wahrscheinlicherweise nahezu proportional der Kohlensäuremenge (nach Untersuchungen von Godlewski, vgl. S. 343). Liebig schätzte die Menge von Trockensubstanz, welche durch die Vegetation auf einem Hektar Wald, Wiese oder Acker jährlich ausgeschieden wird. Er kam zu dem Resultat, dass in Mitteleuropa die Ausscheidung in den drei erwähnten Fällen von gleicher Grössenordnung ist und zwar 2,5 Tonnen pro Hektar entspricht. Von dieser Trockensubstanz (hauptsächlich Cellulose) sind etwa 40 Proz. Kohle, folglich ist die Kohlenausscheidung durch Pflanzen jährlich 1 Tonne pro Hektar. Legt man diese Ziffer für die ganze feste Erdkruste zu Grunde, indem an vielen Stellen die Vegetation steriler, dagegen an anderen, in den Tropen, viel üppiger ist, so erhält man für die ganze Erde eine jährliche Kohlenstoffproduktion von nicht weniger als 13000 Millionen Tonnen.

Man ersieht aus diesen Daten, verglichen mit dem Kohlensäuregehalt der Luft, welche etwa 630000 Millionen Tonnen Kohle entspricht, dass der jährliche Umsatz durch die Vegetation etwa ein Fünfzigstel und durch die Verbrennung etwa ein Neunhundertstel der ganzen jetzigen Kohlensäuremenge der Luft ausmacht. Eine relativ geringe Zunahme der Vegetation vermag demnach das durch die wachsende Verbrennung

der Kohle gestörte Gleichgewicht wiederherzustellen. Und es ist kein Zweifel, dass dies auch geschehen würde. Denn die Zunahme der Kohlensäure in der Atmosphäre würde die Temperatur des Erdbodens erhöhen und eine Ausgleichung der Temperaturextreme herbeiführen, was offenbar für die Vegetation stark förderlich wäre. Es würde sich also das Gleichgewicht in Bezug auf den Luftsauerstoff nur äusserst wenig verschieben.

Auf der anderen Seite ersieht man aus diesen Daten, dass, wenn auch das Meer als ein grosser Regulator von fünf mal so grosser Kapazität wie diejenige der Atmosphäre wirkt, doch leicht Störungen in der Kohlensäurebilanz eintreten können, und dass die Kohlensäureproduktion durch Verbrennung von fossilen Kohlen in der Länge der Zeit — sagen wir in 1000 Jahren — den Kohlensäuregehalt der Luft merklich, um etwa ein Fünftel bei dem jetzigen Verbrauch, erhöhen wird.

Die wichtigste Kohlensäurequelle ist in der vulkanischen Thätigkeit zu suchen. Diese ist nun in verschiedenen geologischen Zeiten stark wechselnd gewesen, und dieser Umstand giebt, nach Högbom, einen triftigen Grund zur Annahme, dass die Kohlensäuremenge in der Luft in verschiedenen Zeiten stark veränderlich gewesen ist. Auf einen sehr hohen Kohlensäuregehalt der Luft deutet die Bildung von Oolithen, die in mehreren älteren geologischen Formationen vorkommen. Dieselben entstanden wahrscheinlich durch Ausscheidung aus einer gesättigten Lösung von Calciumbikarbonat ohne Vermittelung von kalkabscheidenden Organismen. Es ist demnach in jenen Zeiten die Luft so voll Kohlensäure gewesen, dass die Verwitterung genug Calciumbikarbonat produzieren konnte, um das Meereswasser wenigstens an einigen Stellen mit diesem Salz gesättigt zu erhalten. Auch die in einigen geologischen Zeiten ausserordentlich üppige Vegetation macht einen gleichzeitigen hohen Kohlensäuregehalt der Luft wahrscheinlich.

Eine vielleicht nicht unbedeutende, aber schwer zu schätzende, Kohlensäurequelle der Erde liegt in der Verbrennung von kohlenstoffhaltigen Körpern meteoritischen Ursprunges.

Die Kohlensäure, und in etwas geringerem Grade der Wasserdampf, ist als die eigentliche „Lebensluft“ anzusehen, während man ursprünglich diesen Namen dem Sauerstoff vorbehielt, weil derselbe für die Atmung der Tiere unentbehrlich ist.

Die örtliche Veränderung des Gehalts an Sauerstoff und Kohlensäure in der Luft. Von diesen wichtigen Gasen kommt das eine, der Sauerstoff, in nahezu konstanter Menge in der Luft vor. Die

Veränderungen, welche man in dieser hat nachweisen wollen — man hat z. B. zu finden geglaubt, dass in München Nordwind mehr Sauerstoff mitführt als Südwind, oder dass der Sauerstoffgehalt bei barometrischen Minimis grösser ist als bei Maximis (in Amerika) — sind nicht als sichergestellt anzusehen. Auch mit der Höhe über der Erdoberfläche ändert sich der Sauerstoffgehalt nicht merklich, obgleich man theoretische Gründe dies zu vermuten schon hätte (vgl. weiter unten). Nach Millers Analysen von Luftproben, die in verschiedenen Höhen von Welsh bei Ballonfahrten genommen waren, war der Sauerstoffgehalt 20,92 Proz. an der Erdoberfläche (London), 20,89 in 4100 m, 20,75 in 5490 und 20,89 in 5680 m Höhe.

Von 203 Analysen von an der Erdoberfläche genommenen Luftproben ergab das Mittel 20,93 Vol.-Proz. Sauerstoff. Die Extreme waren 21,00 (Tromsö) und 20,86 (Para, Brasilien). Man ist daher wohl berechtigt zu sagen, dass überall der Sauerstoffgehalt der Luft der gleiche ist.

Dagegen scheint der Kohlensäuregehalt der Luft recht veränderlich zu sein. Er erreicht für das Festland etwa 0,03 Vol.-Proz. oder 0,044 Gew.-Proz. Er ist am Tage etwas geringer als in der Nacht, Armstrong fand z. B. 0,0296 bezw. 0,033 Vol.-Proz. Dies beruht auf der Wirkung der Vegetation, welche am Tage Kohlensäure verbraucht, in der Nacht dagegen produziert.

Wegen des Kohlensäureverbrauches der Vegetation ist auch an Plätzen mit reicherem Pflanzenwuchs der Kohlensäuregehalt geringer im Sommer als im Winter. Das Maximum des Kohlensäuregehalts tritt daselbst zufolge der Vermoderung von Pflanzenteilen im Frühling und Herbst ein. So z. B. fand Palmquist in der Nähe von Stockholm für Juli 0,029, für Dez.—Febr. 0,032, für November und April 0,034 Vol.-Proz. Vegetationslose Plätze zeigen dagegen keinen ähnlichen jährlichen Gang des Kohlensäuregehalts.

Diese Schwankungen dürften auf die niedrigsten Luftschichten begrenzt sein. Der Kohlensäuregehalt über dem Meer ist häufig viel niedriger gefunden, so z. B. ist 0,014 bis 0,020 Vol.-Proz. mehrere Mal an der Westküste von Nordafrika und an der Ostküste von Brasilien beobachtet worden. Abwechselnd damit kommen auch Werte von 0,028 bis 0,030 vor. Im Mittel fand Troili-Pettersson für den Süd-Atlanten 0,0232. Etwas höhere Werte gab die Landluft aus Patagonien, im Mittel 0,027, wechselnd zwischen 0,0225 und 0,032, und einen noch höheren Wert, 0,0305, gab die Luft vom Nord-Atlanten und dem Eismeer. Zwischen Island und Grönland fand Nansen auch einen abnorm

niedrigen Wert 0,025 (min. 0,009), während oben auf dem grönländischen Inlandeis die Ziffern normal (0,031) waren. Die abnorm niedrigen Zahlen, welche man auf dem Meer und in dessen Nähe gefunden hat, sind ohne Zweifel von einer Aufnahme von Kohlensäure in das Meer verursacht (dieses braucht dabei, wie die Temperaturangaben vom Südatlanten, 23—27° C., zeigen, nicht sehr kühl zu sein). Die dadurch entstehende Verarmung der niederen Luftschichten an Kohlensäure macht sich nur so lange geltend, als keine merklichen vertikalen Bewegungen in der Luft vorkommen. Deshalb ist wahrscheinlicherweise die Ziffer 0,031—0,032 Vol. Proz., welche den Landverhältnissen entspricht, auch für die mittleren Verhältnisse im Luftmeer giltig.

Der Gehalt der Luft an Kohlensäure scheint sich auch nicht merklich mit der Höhe über der Meeresoberfläche zu ändern. Die auf Ballonfahrten von S. A. Andrée genommenen Luftproben zeigten folgenden Kohlensäuregehalt:

Höhe	0	380	1200	2370	3200	3830 m.
Gehalt	3,20	4,18	3,23	3,17	3,10	$3{,}37 . 10^{-4}$.

Abgesehen von dem Wert 0,0418 Proz. für 380 m Höhe, welcher wohl zufälligen Umständen zuzuschreiben ist, stimmen die übrigen Zahlen sehr nahe mit dem Mittelwert 0,0320, welcher für die Nähe von Stockholm gefunden war.

Müntz fand für Pic du Midi (2880 m) 0,0278 gegen 0,0282 in einem Gebirgsthal von 600 m Höhe in den Pyrenäen. Andererseits wurde auf Grands Mulets (3050 m am Mont Blanc) 0,0269 in dem 2000 m darunter liegenden Chamounix 0,0262 Vol.-Proz. gefunden. Die Unterschiede scheinen rein zufällig zu sein.

Natürlicherweise kann die Nachbarschaft von vulkanischer oder industrieller Thätigkeit den Kohlensäuregehalt der Luft bedeutend erhöhen.

Der dritte von den für das Leben wichtigen Luftbestandteilen — der Wasserdampf —, schwankt ausserordentlich in seiner Menge und ist ein so wichtiger klimatischer Faktor, dass er unten eine eigene Abteilung erhält.

Weniger hervortretende Luftbestandteile. In ganz verschwindender Menge kommen beinahe alle chemische Elementarstoffe in der Luft ebenso wie im Meereswasser vor. Dies beruht darauf, dass bei der Brandung der Wogen kleine Tröpfchen vom Meerwasser in der Luft verstäubt werden, deren Wasser nachher teilweise verdampft.

Dadurch wird beispielsweise die Anwesenheit von Brom und Jod in der Luft verständlich.

Unter diesen kleinen Beimengungen der Luft interessieren die bei den anderen Himmelskörpern so wichtigen Wasserstoff- und Kohlenwasserstoffgase. Armand Gautier fand in 100 Litern Luft 17,5 bis 24 cm^3 Wasserstoff. Dieser Gehalt, welcher wahrscheinlich von vulkanischen Exhalationen stammt, war ziemlich konstant. Dagegen kommen Kohlenwasserstoffe in der Nähe von Städten und in Wäldern in ziemlich bedeutender Menge vor. Dieser Gehalt geht in Berglandschaften stark zurück, bis auf 2 cm^3 in 100 Litern. Noch viel geringer war er bei der Windrichtung vom Meere auf dem Feuerturm Roches Douvres. Die Kohlenwasserstoffe sind folglich als zufällige Beimengungen der Atmosphäre anzusehen, wogegen der Wasserstoff vielleicht als ein konstanter Bestandteil der Atmosphäre zu erachten ist.

Ammoniak scheint auch in geringer Menge, etwa 1,4 mg auf 100 m^3 Luft, in die Atmosphäre einzugehen (nach Müntz und Aubin für Pic du Midi). In der Nähe der Städte kann diese Zahl viel höher steigen. Im Parc Montsouris erreicht sie im Mittel 2 mg auf 100 m^3 Luft.

Unter dem Einflusse elektrischer Entladungen in der Luft entstehen kleine Mengen von Nitriten und Nitraten (von NH_3). Diese Salze schweben wahrscheinlicherweise in Form von Staub in der Luft. Sie werden durch Regen teilweise niedergeschlagen, sodass Regenwasser (in Mitteleuropa) nach Boussingault etwa 2,5 g pro Kubikmeter enthält. Dieser Gehalt ist bedeutend grösser in den Tropen als in den gemässigten Zonen. Bisweilen ist die Salpetersäure frei, nicht an Ammoniak gebunden.

Ein Produkt der Verbrennung von Steinkohlen, welche immer etwas Schwefeleisen enthalten, ist die in der Luft vorkommende Schwefelsäure und schweflige Säure, welche in nicht unbedeutenden Mengen in der Nähe von Städten und anderen Industriecentren vorkommen. Sie machen sich häufig für die Vegetation der Umgebung sowie für die Gebäude und Standbilder der Städte in unliebsamer Weise bemerklich.

Als eine besondere Modifikation des Sauerstoffs ist das Ozon anzusehen, welches in geringer Menge in der Luft vorkommt. Das Ozon scheint zu seiner Bildung Sonnenschein zu verlangen. Es kommt deshalb in grösserer Menge im Sommer, besonders Vorsommer, als im Winter vor. Aus ebendemselben Grunde enthält die Gebirgsluft relativ viel Ozon. So z. B. enthielten im Aug. und Sept. 1896 100 m^3 Luft zu Chamounix (1050 m) und Grands Mulets (3050 m) 3,7 bezw. 9,4 mg Ozon, während gleichzeitig die entsprechende Ziffer für Montsouris (Paris) 2,2 mg er-

reichte. Für diese Stelle gilt als mehrjähriges Mittel 1,6 mg pro 100 m³ Luft (1,9 mg im Sommer, 1,3 mg Nov.—Jan.). Ozon entsteht auch bei Verwesung von harzartigen Produkten (in Wäldern) oder bei elektrischen Entladungen in Luft. Das Ozon spielt durch seine grosse Oxydationsfähigkeit wahrscheinlich eine nicht unbedeutende Rolle in der Natur. Es wird von Vielen als (in geringer Menge) sehr nützlich für die Gesundheit angesehen (Gebirgs- und Wald-Kurorte).

Durchsichtigkeit der Luft. Es ist wohlbekannt, dass Gegenstände, welche in grosser Entfernung vom Auge liegen, um so kräftiger blaugefärbt erscheinen, je grösser ihre Entfernung ist. Es hat den Anschein, als ob in der Luft ein sehr spärlich vorkommender blauer Staub schwebt. Dieser Umstand bedingt die sogenannte Luftperspektive. In der That schwebt in der Luft ein äusserst feiner Staub, welcher, wie wir unten sehen werden, die blauen und violetten Strahlen selektiv reflektiert.

Es ist auch wohlbekannt, dass die Durchsichtigkeit der Luft in verschiedenen Gegenden und zu verschiedenen Zeiten höchst verschieden ist. Am grössten ist die Durchsichtigkeit in der reinen Berg- und Polarluft, in welcher auch sehr entfernte Bergkämme den Eindruck machen, als stünden sie dem Beobachter ganz nahe. Dagegen ist die Luftperspektive in der feuchten Luft über England sehr stark entwickelt, sodass daselbst eine gute Fernsicht eine Seltenheit ist. Am Morgen sind auch entfernte Gegenstände viel leichter zu sehen als später am Tag. Dies beruht darauf, dass die Sonnenwirkung aufsteigende Luftbewegungen verursacht, welche Staub in die Luft hinaufheben, und dass die erhitzte Luft zittert. Das Gegenteil trifft im allgemeinen in den Nachtstunden zu. Aus eben demselben Grund ist die Durchsichtigkeit der Luft geringer in den heissen wie in den kühlen Jahreszeiten.

Hann hebt ausserdem hervor, dass die Luft zufolge von Schlierenbildung bei ungleichmässiger Temperatur und Feuchtigkeit „optisch" trübe sein kann. Dieser Umstand giebt zum Funkeln der Sterne Anlass. Das Funkeln von künstlichen Lichtpunkten ist grösser am Tag als in der Nacht (vgl. weiter unten).

Man hat schon lange versucht, die Durchsichtigkeit der Luft zu messen. Saussure verfuhr folgendermaassen: Er malte in der Mitte auf zwei weissen Scheiben, deren Durchmesser sich wie 1 : 12 verhielten, zwei schwarze Kreise, die ein Drittel des Durchmessers der Scheibe in Anspruch nahmen. Stellte man dann die beiden gleich beleuchteten Scheiben in Entfernungen auf, die sich wie 12 : 1 verhielten, so sollten

sie dem Auge gleich erscheinen, falls keine Trübung in der Luft stattfand. Saussure stellte die beiden Scheiben nebeneinander auf und entfernte sich, bis er den schwarzen Kreis auf der weissen Scheibe nicht mehr unterscheiden konnte. Dies geschah z. B. für die kleine Scheibe in einer Entfernung von 314 Fuss, für die grosse in 3588 Fuss Weite. Diese letzte Ziffer ist nicht 12, sondern nur 11,43 mal grösser als die erstgenannte. Da die Deutlichkeit beim Sehen der ins Auge einfallenden vom Gegenstande stammenden Lichtmenge, und diese dem Quadrate des Gesichtwinkels proportional ist, so würde, wenn die Durchsichtigkeit der Luft vollkommen gewesen wäre, die Deutlichkeit der Wahrnehmung des schwarzen Kreises sich verhalten haben wie $12^2 : 11{,}43^2$. Lässt nun die Luft in einer Säule von 1000 Fuss a Bruchteile einer Lichtmenge durch, so lässt die Luftsäule zwischen den beiden Scheiben, welche 3274 Fuss lang ist, $a^{3,274}$ Teile des einfallenden Lichtes durch. Es ist nun offenbar, dass beim Verschwinden des schwarzen Kreises in den beiden Fällen die ins Auge fallende Lichtmenge von den beiden Scheiben gleich war. Wenn die von der kleinen Scheibe kommende gleich L gesetzt wird, so ist die von der grossen herrührende $L \cdot a^{3,274} \cdot 12^2 : 11{,}43^2$. Diese beiden Grössen müssen gleich sein und infolgedessen:

$$1 = a^{3,274} \cdot 12^2 : 11{,}43^2; \; a = 0{,}9705.$$

Die Grösse a wird Durchsichtigkeitskoefficient genannt (auf 1000 Fuss bezogen). Vollkommene Durchsichtigkeit entspricht der Ziffer $a = 1$.

Schlagintweit hat auf diese Weise die Durchsichtigkeit der Luft in den Alpen untersucht. Er fand, dass sie stark mit der Höhe über dem Meer zunahm. Diese Methode hatte den Nachteil, dass die beiden Gegenstände nicht gleichzeitig betrachtet wurden, demzufolge vielleicht die Beleuchtung und die Grösse der Pupillenöffnung in den beiden Fällen nicht gleich war. Man hat deshalb Methoden erfunden, bei welchen die Bilder der beiden Gegenstände durch doppelte Reflexionen von aus zwei Objektiven stammenden Lichtbündeln ganz nahe aneinander in dem gemeinsamen Okularende eines Doppelfernrohrs gebracht werden. Durch Aufsetzen von Blenden vor demjenigen Objektiv, das das hellere Bild giebt, kann man seine Helligkeit abschwächen, bis die beiden Bilder gleich hell erscheinen. Diese Lösung des Problems wurde von De la Rive gegeben. Anstatt dessen behandelt Wild die beiden Bilder (vgl. Fig. 167) auf dieselbe Weise, wie Zöllner die beiden Bilder in seinem Astrophotometer (vgl. S. 10).

Durch die beiden Öffnungen A und B fallen mit Hilfe von zwei

Paaren reflektierender Glasprismen die zwei von den beiden Scheiben ausgehenden Lichtbündel nebeneinander in die Achse des Fernrohrs *Cn*. Daselbst werden die Lichtbündel durch den Polarisator *F* polarisiert. Das Kalkspathprisma *K* zerlegt jedes Lichtbündel in zwei: ein ordinär, ein anderes extraordinär gebrochenes. Bei Drehung von *F* mit dem Knopf *o* wird das eine Paar der Lichtbündel, z. B. die ordinär gebrochenen, geschwächt, das andere verstärkt oder umgekehrt. Die Lichtbündel werden im Fernrohr unter *K* zu Bildern zusammengebrochen. Unter diesen fällt das ordinäre Bild des Lichtes von *A* neben und teilweise über das extraordinäre Bild vom Licht von *B*. Die unter *K* befindlichen Teile dienen dazu, die gleiche Helligkeit dieser beiden Bilder zu konstatieren. Man dreht den Knopf *o* bis dies eintritt. Aus der Grösse der Drehung lässt sich die relative Stärke der in *A* und *B* einfallenden Lichtbündel beurteilen.

Fig. 167. Durchsichtigkeitsmesser von Wild.

Wild fand bei seinen Beobachtungen über Luft die in 3 m langen Röhren eingeschlossen war, viel geringere Durchsichtigkeitskoefficienten als Schlagintweit und Saussure; was ohne Zweifel darauf beruhte, dass die von Wild untersuchte Luft von den untersten Schichten der Atmosphäre stammte, wo der Staubgehalt relativ sehr gross ist.

Staubgehalt der Luft. Diese Untersuchungen haben in letzter Zeit bedeutend an Interesse gewonnen, seitdem es möglich ist, den Staubgehalt der Luft quantitativ zu messen. Diesen Aufschwung verdanken wir vornehmlich den Untersuchungen von Aitken. Nach den vom ihm ausgearbeiteten Methoden haben nachher Rankin, Assmann, Me-

lander u. a. Versuche angestellt, die unsere Kenntnisse erweitert haben. Die Staubzählungsmethode beruht darauf, dass bei einer plötzlichen Ausdehnung von feuchter Luft dieselbe in Bezug auf Feuchtigkeit übersättigt wird, wonach das Wasser sich um die in der Luft befindlichen Staubpartikelchen niederschlägt. Dies gilt übrigens nicht nur für Wasserdampf, sondern auch für andere Dämpfe. Interessante Versuche über diesen wichtigen Gegenstand sind von Coulier, Mascart, Aitken, Kiessling und R. v. Helmholtz ausgeführt worden. Setzt man eine abgeschlossene Luftmenge, welche mit Wasserdampf gesättigt ist, wiederholten Expansionen aus, so fallen die kondensierenden Staubteilchen allmählich aus, so dass am Ende keine Wassertröpfchen, oder nur äusserst wenige sich bei jeder Expansion ausscheiden. R. v. Helmholtz hat erwiesen, dass sorgfältig durch 20 cm Watte filtrierte feuchte Luft, bis zu einer halben Atmosphäre, einer Abkühlung von 50° C. und einer zwanzigfachen Übersättigung entsprechend, expandiert werden kann, ohne dass eine Nebelwolke sich bildet. Etwas niedrigere Ziffern fand C. T. R. Wilson. Bei einer Volumsänderung im Verhältnis 1:1,25, einer Temperatursenkung von 25° und einer Übersättigung von 4,4 – 4,8 entsprechend, erhielt er auch in staubfreier feuchter Luft eine Kondensation des Wasserdampfes zu Tropfen. Überschritt die Volumszunahme die Zahl 1,38, so nahm die Kondensation die Form eines Nebels an, der um so dichter und feiner wurde, je weiter die Volumsvergrösserung getrieben war. Führt man nun zu staubfreier Luft eine neue von aussen genommene Luftmenge und expandiert, so entstehen wieder kleine Tröpfchen, welche allmählich aus der Luft niedersinken. Fängt man dieselben auf einer untergelegten Glasscheibe auf, so kann man die Zahl der Wassertröpfchen und damit diejenige der Staubteilchen ermitteln.

Der Staubzähler von Aitken (Fig. 168) besteht aus einer kleinen 1 cm hohen Dose A, welche oben und unten durch Gläser geschlossen ist, von welchen das untere in ein Netz von Quadratmillimetern eingeteilt ist. Oben ist eine Linse L für die Beobachtung und unten ein Spiegel M für die Beleuchtung der unteren Glasscheibe angebracht. A kann durch zwei Hähne R' und R mit der Aussenluft oder mit einer kleinen Pumpe P, deren Kolben mit dem Ringe S vereinigt ist, in Verbindung gesetzt werden. Dieser gleitet längs einer graduierten Röhre. Wenn der Ring S zu einem bestimmten Strich, z. B. dem Striche $\frac{1}{50}$ heruntergezogen ist, so ist das Luftvolumen in dem Pumpstiefel ein bestimmter Teil, z. B. der 50. Teil von dem Luftvolumen in der Dose A.

Die Dose A ist an ihren vertikalen Wänden mit Fliesspapier bekleidet, welches während der Versuche feucht gehalten wird. Ausserdem liegt in A eine kleine mit Fliesspapier überzogene Metallscheibe, welche, wenn der Apparat geschüttelt wird, sich parallel zu den Glaswänden der Dose A verschiebt, aber sonst gegen die feuchte Wand anliegt. Durch Schütteln des Apparates erhält man auf diese Weise die Luftprobe in A durchgemischt und mit Feuchtigkeit gesättigt.

Der Hahn R wird in zwei Stellungen benutzt, entweder so wie er rechts unten in der Fig. 168 abgebildet steht oder um 90 Grade linkswärts gedreht. Im ersten Falle stehen A und P miteinander in Verbindung, im zweiten Falle sind A und P jedes für sich mit der Aussenluft verbunden.

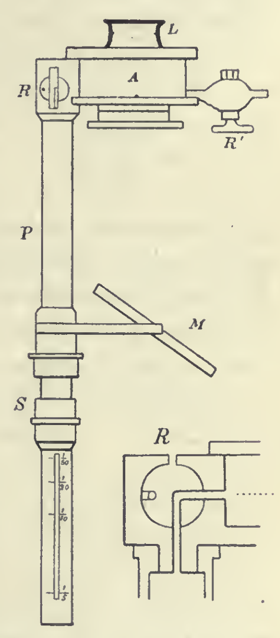


Fig. 168. Staubzähler von Aitken.

Man kann nun erst P und R verbinden (R' ist geschlossen) und allen Staub aus der feuchten Luft in A ausfällen. Die Staubteile, welche auf der unteren Glasfläche von A ausgefällt sind, stören nicht, sie sind nämlich so klein, dass sie mit einem 400 mal vergrössernden Mikroskop nicht gesehen werden können (nach Assmann). Bei einer Expansion der Luft in A fällt auch kein Wasser auf den am Glas befindlichen Staub aus, denn dieser hat die Temperatur des Glases, ist infolgedessen wärmer als die adiabatisch abgekühlte Luftmasse. Nachdem aller Staub ausgefällt ist, kann man einen bestimmten Bruchteil der Luft in A durch P entfernen und nachher durch Aussenluft vermittelst Umschaltungen des Hahnes R ersetzen. Man expandiert nun die Luft durch Hinunterziehen des Ringes S und zählt die Tröpfchen, die auf ein Quadratmillimeter ausfallen. Durch Mittelnahme aus mehreren solchen Bestimmungen erhält man recht zuverlässige Werte und zwar erfährt man, wie viele Staubkörner in einer Säule von 1 mm^2 Querschnitt und 10 mm Höhe sich befinden.

Auf diese Weise hat Aitken den Zusammenhang zwischen Fernsicht und Staubgehalt der Luft nachgewiesen. Der Berg Hochgerrach, welcher in 110 km Entfernung vom Rigi liegt, konnte gerade noch gesehen werden wenn die Zahl der Staubteile pro cm^3 nicht viel über 2000

stieg; in verwischtem Zustande war er sichtbar bei 1375 bis 1575 Staubteilchen pro cm³ und etwas neblig war er, wenn diese Ziffer auf 1000 sank. Bei Ben Nevis (in Schottland) hatte man eine Fernsicht von 65 km Weite, falls die Zahl 2000, und von 400 km Weite, wenn sie nicht 467 erreichte. In diesem Fall macht sich die Feuchtigkeit geltend, wie folgende Tabelle anzeigt, in welcher die Anzahl von Staubpartikelchen, in einer längs der Sichtlinie verlaufenden Luftsäule von 1 cm² Querschnitt angegeben ist, welche genügte um (bei Kingairloch in Schottland) einen entfernten Gegenstand zu verschleiern, wenn die Differenz der Temperaturen des trocknen und des feuchten Thermometers im Psychrometer die nebengeschriebene war.

Psychrometerdifferenz	Verschleiernde Staubzahl pro cm²
1,1—2,2° C.	$1,25.10^{10}$
2,2—3,9	1,71. „
3,9—5,5	2,26. „.

Hieraus ist es ersichtlich, dass der Durchmesser des Staubes bei hoher relativer Feuchtigkeit grösser ist als bei niederer. Dies kann nicht wohl auf andere Weise erklärt werden als so, dass man annimmt, der Staub sei hygroskopisch und ziehe um so mehr Feuchtigkeit aus der Luft, je näher diese dem Sättigungspunkte ist.

Umgekehrt wie die Fernsicht verhielt sich die Färbung der Naturgegenstände. Je weniger Staub desto kälter und schärfer war ihr Aussehen, wogegen viel Staub den Gegenständen einen milden, warmen Ton verlich. Der Sonnenuntergang, wie der Aufgang war um so prachtvoller und farbenreicher, je mehr Staub in der Luft sich vorfand. Diese Erscheinungen waren an tiefer gelegenen Orten viel farbenreicher als oben auf dem Rigi. Aus ähnlichen Gründen ist der arktische Sommerhimmel sehr blass und kühl.

Am wenigsten Staub enthält die Luft nach einem langen Regen- oder Schneefall, wie folgende Ziffern zeigen:

Im Freien nach Nachtregen Staubzahl pro cm³	32 000
Im Freien nach schönem, trockenem Wetter	130 000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m über dem Boden .	1 860 000
Im Zimmer mit zwei Gasflammen; 1,2 m unter der Decke .	5 420 000
In der Luft über einer Bunsenflamme	30 000 000

Der meiste Staub schwebt in den niederen Schichten der Luft. Auf Bergen ist er gering und nimmt stark zu, wenn der Wind aus tieferen

Gegenden hinaufsteigt. Dieser Unterschied ist um so ausgeprägter, je höher der Beobachtungsort liegt. So fand Aitken auf Monte Mottorone bei Baveno pro cm³:

	am Fuss	300 m	450 m	600 m
Bei aufsteigendem Thalwind . .	4857	4750	3430	3125
Bei anderen Winden	4743	3270	2195	1453

Ebenso war die Luft drei- bis viermal reiner auf dem Rigi, wenn der Wind von den Alpen wehte (Staubgehalt max. 1305 min. 421), als wenn er aus bewohnten Gegenden stammte (max. 5755, min. 1092). Ebenfalls war der Staubgehalt ausserordentlich viel geringer an der Spitze des Eiffelturmes (300 m, max. 104000, min. 226) als in dem meteorologischen Observatorium zu Paris (max. 210000, min. 160000). Die entsprechenden Ziffern für Battersea Park in London sind max. 116000 und min. 48000, für Victoria Street in London 140000 bezw. 100000, für Glasgow im Winter 470000 bezw. 170000 für Ben Nevis sind sie 14400 bzw. 0 mit einem Mittel von 696 pro cm³. Im allgemeinen nimmt die Zahl der Staubteilchen mit der relativen Trockenheit der Luft zu. Sehr viel Staub führt der Wüstenwind mit sich (in Biskra nach Melander), und an der Küste führt der Landwind viel mehr Staub als der Seewind. Das Tagesmaximum des Staubgehaltes fällt auf den Nachmittag, das Minimum auf den Morgen umgekehrt wie die relative Feuchtigkeit, wie folgende Ziffern von Rankin für Ben Nevis zeigen:

Stunde	1a	4a	7a	10a	1p	4p	7p	10p
Staubmenge pro cm³	736	*526*	576	551	950	**1438**	1035	1029

Das Jahresmaximum liegt für Ben Nevis im Frühling, was auf der dann vorherrschenden östlichen Windrichtung beruhen soll. Sonst wird man wohl zu vermuten haben, dass der Sommer am staubreichsten ist.

Die Meere können wohl als Gegenden betrachtet werden, wo die Luft ihren Staub absetzt. Für den Wind vom Atlanten fand Aitken auf Ben Nevis die niedrige (Minimi) Zahl 72. Auch die grossen Schneefelder der Alpen und die Waldungen der Hochebenen wirken auf ähnliche Weise. Wie grosse Mengen Kohlenstaub in der Nähe von grossen Städten die Luft verunreinigen, kann man daraus ersehen, dass man bisweilen auf den Dächern der Treibhäuser in Kew bei London in vierzehn Tagen pro Quadratmeter 2,5 g Kohlenstaub aufsammeln kann. Würde diese Kohlenmasse plötzlich in die Luft wieder hinaufbefördert werden, so würde sie eine vollkommen undurchsichtige Schicht bilden,

welche das Sonnenlicht absolut verhüllen würde. Bei mehreren vulkanischen Ausbrüchen, z. B. demjenigen von Krakatau, wurden solche grosse Staubmengen in die Luft hineingeblasen, dass bisweilen in 100 km Entfernung von der Ausbruchsstelle das Sonnenlicht nicht durchleuchtete.

Höhenrauch oder Haarrauch. Bisweilen kann die Undurchsichtigkeit der Luft, obgleich der Himmel ganz klar und die relative Feuchtigkeit niedrig ist, sehr bedeutend an Stärke und Ausbreitung werden. Man spricht dann von „Höhenrauch oder Haarrauch" („Erdrauch" in Schweden). Man erklärt häufig diese Erscheinung als Folge von weitgehender Ausbreitung der Rauchmassen von Moor-, Wald- oder Prärieebränden. Der eigentümliche, brenzliche Geruch, welcher häufig diese Erscheinung begleitet, deutet auf die Richtigkeit dieser Auffassung. Der Höhenrauch kommt meist nach langer Trockenheit in der heissesten Jahreszeit vor.

Hann will den Höhenrauch in vielen Fällen als eine optische Trübung erklären. Eine solche optische Trübung kann man leicht nachmachen, wenn man reines Wasser auf eine Zuckerlösung giesst und etwas umrührt. Vor der endgiltigen Durchmischung ist die Flüssigkeit ganz trübe und undurchsichtig.

Eine ähnliche Wirkung soll nach Hann sich geltend machen, „wenn nach langem Regenwetter im Sommer rasch schöne trockene Witterung sich einstellt", wobei „oft zugleich sehr verbreiteter, intensiver Höhenrauch auftritt". „Anfang August 1881 sah ich (Hann) im Innthal bei Hall die so nahen Bergwände rechts und links kaum, die Sonnenscheibe konnte man ungestraft ansehen, dabei war der mattblaue Himmel völlig wolkenlos und rein, ein merkwürdiges, fast unheimliches Bild. Vom Gebhardsberge bei Bregenz sah man wie ins Leere, die nahen Berge des Rheinthales blieben unsichtbar. Auf Berggipfeln soll, in den höheren Regionen wenigstens, nichts Besonderes wahrgenommen worden sein".

Besonders grosse Durchsichtigkeit hat sonst die Luft in den anticyklonalen Gebieten, wo sie in absteigender Bewegung ist. In 90 Prozent aller Fälle von besonders schöner Fernsicht in den Alpen herrschte, nach Schultheiss, eine nach unten gerichtete Bewegung der Luft. 57 Proz. davon entsprachen anticyklonalem Luftzustand, 33 Proz. Föhnwind, die übrigen 10 Proz. der Fälle traten nach Regen ein.

II. Die Wärmezufuhr zur Erde.

Die Wärmeleitfähigkeit der Luft. Diese Grösse, deren Bestimmung nicht unwesentlichen Schwierigkeiten unterworfen ist, wurde von mehreren der geschicktesten Experimentatoren bestimmt. Aus ihren Versuchen geht für diese Konstante (k) bei 0 ° der Mittelwert $5{,}33.10^{-5}$ hervor. Sie steigt um etwa 0,22 Proz. pro Grad C. Diese Konstante giebt die Anzahl Grammkalorien, welche durch Leitung zwischen zwei 1 cm^2 grossen Flächen, die 1 cm voneinander entfernt sind und deren Temperaturdifferenz 1 ° C. beträgt, durch die zwischenliegende Luft in 1 Sek. überführt werden.

In mehreren Fällen ist es vorteilhaft, die sogenannte Temperaturleitfähigkeit (K) eines Körpers zu verwenden, d. h. die Anzahl Grade, um welche 1 cm^3 des Körpers durch Zufuhr der Wärmemenge k an Temperatur zunimmt. Bei 0 ° C. ist die Dichte der Luft $1{,}293.10^{-3}$ und ihre spezifische Wärme bei konstantem Druck 0,238, woraus $K = 5{,}33.10^{-5} : (1{,}293.10^{-3}.\ 0{,}238) = 0{,}173$.

Da die Dichte der Luft dem Druck proportional und der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist, so wächst K proportional der absoluten Temperatur und umgekehrt proportional dem Druck. In grossen Höhen ist deshalb die Temperaturleitfähigkeit der Luft sehr gross.

Bei der mittleren Lufttemperatur, am Erdboden + 15 ° C., und 760 mm Druck erreicht die Temperaturleitfähigkeit der Luft den Wert 0,183, welcher für Eisen bei Zimmertemperatur gültig ist.

Aus der Temperaturleitfähigkeit kann man berechnen, bis zu welcher Höhe die tägliche Erwärmung der Erdoberfläche sich durch Leitung in der Luft geltend machen kann. Man findet (vgl. unten) Werte die nicht mehr als etwa 3,5 m betragen. Für eine dreimonatliche Winterpolarnacht erhält man nur einen Wert von gegen 40 m.

Aus diesen Daten ist gleich ersichtlich, dass die Atmosphäre nur

in den allerniedrigsten Schichten an den Wärmeschwankungen der Erdoberfläche zufolge von Wärmeleitung teilnimmt. Die grossen Wärmeprozesse, welche die Winde hervorrufen, gehen mit Hilfe der aufsteigenden oder herabfliessenden Luftströme vor sich. Die Wärmeleitungserscheinung kann ohne merklichen Fehler in der Mechanik der Luftbewegungen in der Nähe der Erdoberfläche vernachlässigt werden.

Anders in den höchsten Luftschichten. In einer Höhe von z. B. 100 km, wo schon eine merkliche Wärmeabsorption infolge der Anwesenheit der Kohlensäure stattfindet, ist der Druck etwa 600 000 mal geringer als an der Erdoberfläche. Wenn auch die absolute Temperatur daselbst 16 mal niedriger wäre als an der Erdoberfläche (also + 18 abs = — 255° C.), so würde doch die Temperaturleitfähigkeit etwa 40 000 mal grösser als an der Erdoberfläche sein. Die Temperaturschwankungen könnten sich an einem Tage etwa 1 km weit fühlbar machen.

Ohne Zweifel spielt jedoch daselbst die Wärmestrahlung die unvergleichlich grösste Rolle zur Ausgleichung der Temperaturunterschiede.

Die Sonnenstrahlung. Älteste Messungen. Die Ursache aller Bewegungen im Luftmeer liegt in der ungleichen Erwärmung desselben infolge der Sonnenstrahlung. Da dieselbe die erste Bedingung für alles Leben und jede Bewegung auf der Erde ist, so fällt es nicht besonders auf, dass man schon lange versucht hat, diese wichtige Erscheinung zu messen. Die ältesten Bestimmungen rühren wohl von Herschel her; sie wurden von Forbes wieder aufgenommen. Bestimmungen in grösserem Maasstab wurden von Pouillet mit dem von ihm konstruierten Pyrheliometer ausgeführt. Dieses Instrument besteht aus einer kleinen, als Kalorimeter dienenden Dose aus Metallblech vv (vgl. Fig. 169) mit darin eingesetztem Thermometer, dessen Kugel durch Punktierung in der Figur angedeutet ist. vv wird mit einer Flüssigkeit, gewöhnlich Wasser oder Quecksilber, von bekannter Menge, gefüllt. Die Röhre des Thermometers liegt in der Achse des Rohres cc_1, an dessen anderem Ende eine Scheibe dd von demselben Durchmesser wie vv befestigt ist. Mit Hilfe des Knopfes b kann vv um die Achse cc_1 gedreht werden, um die Flüssigkeit im Kalorimeter, wie erforderlich, durcheinanderzurühren. Die Röhre cc_1 liegt in zwei Ringen, welche von einem Stativ getragen werden, so dass cc_1 in jede beliebige Richtung eingestellt werden kann. Wenn der Schatten von vv genau die Scheibe dd bedeckt, ist der Boden des Kalorimetergefässes senkrecht gegen die Lichtstrahlen (von der Sonne) gerichtet. Man beobachtet das Steigen (S) der Temperatur in vv, während es eine bestimmte Anzahl

(z B. 5) Minuten der Sonnenstrahlung ausgesetzt ist. Vor und nach der Beobachtung wird das Instrument beschattet und sein Gang im Schatten beobachtet. Das Mittel der Temperatursteigerung in diesen beiden Fällen sei S_1, so ist die korrigierte Temperatursteigerung während der 5 Minuten der Exposition $S - S_1$. Man berechnet aus dem bekannten Wasserwert des Kalorimeters und Thermometers die Wärmemenge, welche pro Minute auf jedes Quadratcentimeter des Bodens von *vv* fällt. Pouillet machte mehrere Beobachtungen nacheinander an Tagen mit heiterem Himmel. Er fand die Stärke der Sonnenstrahlung von dem Stand der Sonne abhängig, je niedriger dieser war, um so geringer fiel auch die Strahlung aus, wie folgende Beobachtungsreihe vom 11. Mai 1838 zeigt (worin die Dicke der Atmosphäre bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlung gegen die Erdoberfläche wie gewöhnlich gleich 1 gesetzt wird):

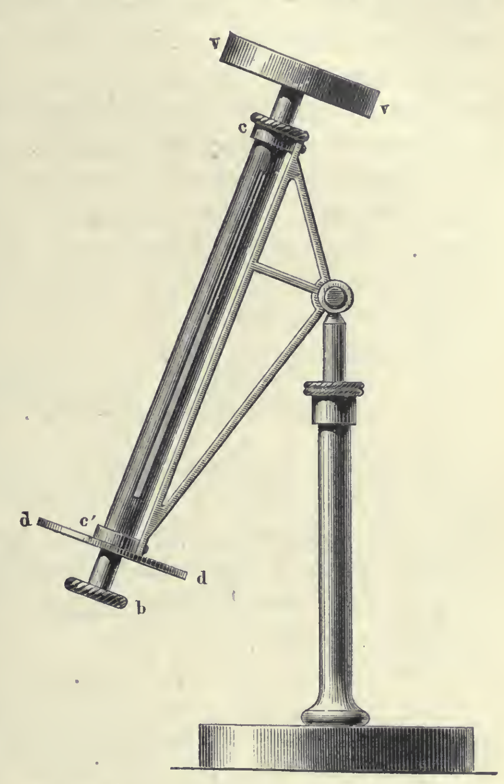


Fig. 169. Pyrheliometer von Pouillet.

Beobachtungszeit	Dicke der Luftschicht	Korrigierte Temperaturerhöhung beob.	ber.	Differenz
11 V.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
12 M.	1,164	5,10	5,10	0
1 N.-M.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
2 „	1,288	4,85	4,95	— 0,10
3 „	1,473	4,70	4,73	— 0,03
4 „	1,812	4,20	4,37	— 0,17
5 „	2,465	3,65	3,67	— 0,02
6 „	3,943	2,70	2,64	+ 0,06

Hieraus ist der Schluss zu ziehen, dass die Luft einen Teil der Sonnenwärme absorbiert, denn man muss voraussetzen, dass die wirkliche Stärke der Sonnenstrahlung sich in der kurzen Beobachtungszeit nicht nennenswert ändert. Die einfachste Art, sich dies vorzustellen ist die folgende: Es strahle die Sonne eine Wärmemenge aus, welche über dem Luftmeer pro cm^2 und Minute a Kalorien ausmacht. Diese Grösse wird „Sonnenkonstante" genannt. Nachdem das Strahlenbündel eine bestimmte Luftmasse (l) durchlaufen hat, sei die Wärmemenge a auf den Bruchteil $a\alpha$ gesunken; α wird der Durchlässigkeitskoeffizient genannt. Nachdem das Strahlenbündel die Luftmasse $2\,l$ durchlaufen hat, ist nicht mehr als $a\alpha^2$ von der ursprünglichen Wärmemenge übrig, und wenn die durchlaufene Luftmenge nl beträgt, so wird die durchgelassene Wärmemenge (W):

$$W = a\alpha^n.$$

Als Einheit der durchstrahlten Luftmasse nimmt man diejenige, welche die Sonnenstrahlen zu durchlaufen haben, falls die Sonne im Zenith steht und das Pyrheliometer im Meeresflächenniveau aufgestellt ist. Nach dieser Formel berechnete Pouillet seine Messungen. So z. B. fand er die oben gegebenen, unter ber. stehenden Temperaturwerte mit Hilfe der Formel:

$$t = 6{,}72 \cdot 0{,}789^l,$$

worin l die in der zweiten Kolumne stehende Anzahl der durchstrahlten Atmosphären bedeutet. t und W können nämlich einander proportional angenommen werden.

Pouillet fand Werte von α, die zwischen 0,72 und 0,79 sich ändern. Die a-Werte schwankten zwischen 1,5 und 1,76 kal. pro Minute und cm^2. Seine Beobachtungen wurden in Paris angestellt.

Neuere Untersuchungen. In späterer Zeit sind eine grosse Anzahl Bestimmungen der Sonnenkonstante von verschiedenen Beobachtern ausgeführt worden. Da mit der Beobachtungsmethode von Pouillet nur eine beschränkte Zahl von Daten gesammelt werden kann, sind selbstregistrierende Instrumente konstruiert worden. Das am meisten verbreitete von diesen ist wohl dasjenige von Crova, welches aus zwei zusammengelöteten, 1 cm im Durchmesser haltenden, Scheiben von Eisen und Neusilber von 0,1 mm Dicke besteht. Dieses Thermoelement wird der Strahlung der Sonne ausgesetzt und folgt wegen seiner geringen Wärmekapacität (sein Wasserwert ist gleich 0,034 g) sehr schnell den

Veränderungen der Wärmestrahlung. Die elektromotorische Kraft dieses Elementes ist von seiner Temperatur abhängig und wird mit Hilfe eines Galvanometers abgelesen und photographisch registriert. Man könnte meinen, dass die diesbezügliche Kurve, welche die Stärke der Sonnenstrahlung angiebt, vom Sonnenaufgang ab steigen würde, um zur Mittagszeit einen Maximalwert zu erreichen und am Nachmittage ungefähr in eben derselben Weise herunterzusinken, wie sie am Vormittag aufgestiegen ist. Anstatt dessen zeigt die Kurve eine grosse Menge von Unregelmässigkeiten, wie die Figur 170 angiebt, und man beobachtet normal

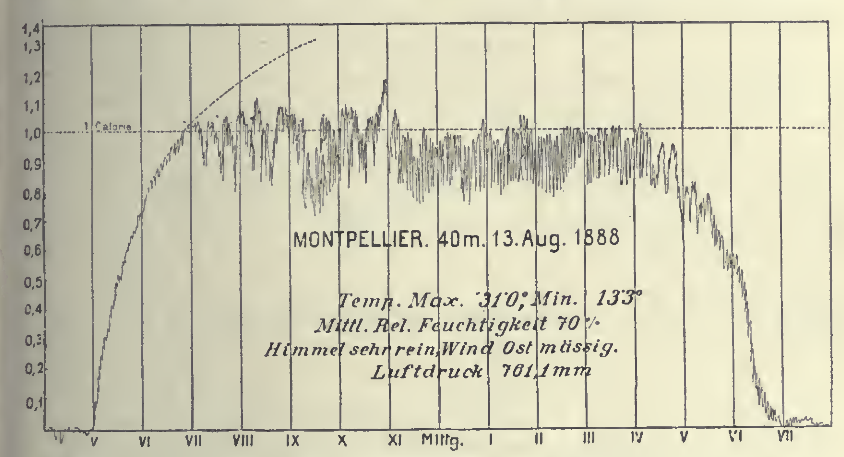


Fig. 170. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Montpellier (40 m Höhe) am 13. Aug. 1888.

ein flaches Minimum in den ersten Nachmittagsstunden. Der absteigende Ast der Kurve liegt auch für gewöhnlich etwas niedriger, als der aufsteigende (Vormittag). Die vielen Unregelmässigkeiten sind auf grösseren Höhen bedeutend geringer als in der Ebene, wie ein Vergleich der Aufnahmen vom 13. Aug. 1888 (Fig. 171) von Mont Ventoux (1900 m) und von Montpellier deutlich hervortreten lässt. Die Störungen in den beiden Kurven stimmen übrigens nicht überein; es ist demnach anzunehmen, dass ihre Ursache lokaler Natur ist und auf dem Verhalten der Luft in den niederen Schichten beruht. Man kann nicht gut annehmen, dass diese Schwankungen, wie man für gewöhnlich glaubt, auf dem Vorüberziehen von wasserdampfhaltigen, absorbierenden Schichten oder von stauberfüllten Luftmassen beruhen, denn dieselben müssten dann ein Drittel der Sonnenstrahlung absorbieren können (vgl. Fig. 170) Überhaupt zeigt diese Erscheinung eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Scintillation oder des

Funkelns der Sterne, welche auch auf grösserer Höhe (und in trockener Luft) beinahe verschwindet. Es ist deshalb schwer, die Richtigkeit der gewöhnlichen Annahme zuzugeben, dass die grössten beobachteten Werte die richtigsten sein sollten. Wenn die Unregelmässigkeit dem Funkeln der Sterne entspricht, so ist vielmehr der Mittelwert der wahrscheinlichste.

Das registrierende Instrument wird hin und wieder mit einem Pyrheliometer verglichen, wonach seine Angaben auf absolutes Maass reduziert werden.

Ausser den genannten sind mehrere andere Pyrheliometer konstruiert worden, wovon einige kurz besprochen werden mögen. Ångström wendete

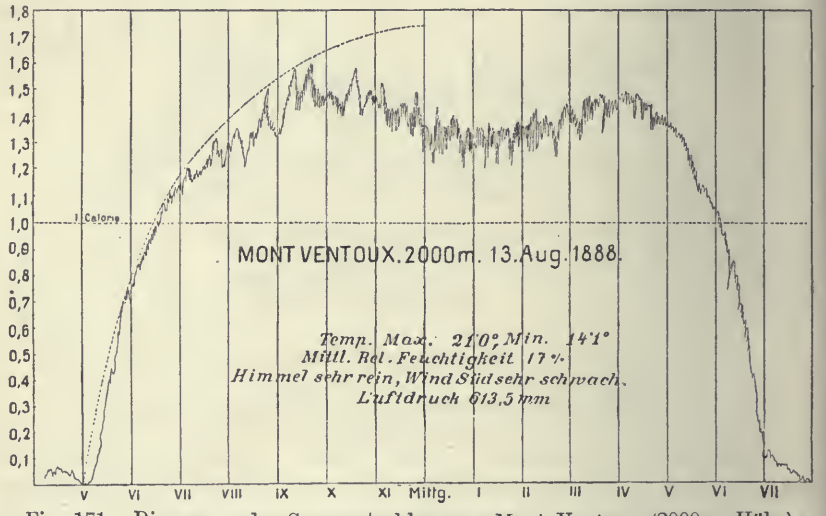


Fig. 171. Diagramm der Sonnenstrahlung zu Mont Ventoux (2000 m Höhe), am 13. Aug. 1888.

als Kalorimeter zwei Kupferplatten an, in welche Drähte von Neusilber eingelassen waren. Die eine Platte wurde durch einen entfernten Schirm beschattet, die andere war der Sonnenstrahlung ausgesetzt. Dieses Instrument hat den Vorteil, dass keine Korrektion wegen der Wärmeverluste der insolierten Platte nötig sind, da die beschattete Platte genau denselben äusseren Bedingungen mit Ausnahme der Sonnenstrahlung unterworfen ist. Ein anderes Instrument von Ångström besteht aus zwei Platinbändern, welche auf der einen Seite geschwärzt sind. Gegen die andere Seite derselben liegen die beiden isolierten Lötstellen eines Thermoelementes an. Das eine Platinband wird der Sonnenstrahlung ausgesetzt, das andere durch einen elektrischen Strom erwärmt, bis das

Thermoelement Gleichheit der Temperatur der beiden Platinstreifen angiebt. Die Wärmezufuhr zum beschatteten Streifen wird aus der Stromstärke berechnet. Sie ist offenbar gleich der Wärmezufuhr durch Sonnenbestrahlung zum anderen Streifen.

Das Aktinometer von Violle scheint jetzt nur noch wenig verwendet zu werden. Es besteht aus einem geschwärzten Thermometer, welches in dem Mittelpunkt einer aus zwei konzentrischen Kugelschalen bestehenden, innen geschwärzten Hohlkugel, befestigt ist. Der Zwischenraum zwischen den Kugelschalen kann mit Wasser von beliebiger Temperatur gefüllt werden. Eine diametrale Durchbohrung erlaubt, dass man das Thermometer der Sonnenstrahlung aussetzt.

Die Differenz zwischen der Temperatur des Thermometers und derjenigen der Hohlkugel erlaubt, die Stärke der Sonnenstrahlung zu berechnen.

Nach solchen Methoden haben verschiedene Beobachter die Sonnenstrahlung zu bestimmen versucht. Für die Sonnenkonstante (a) hat man folgende Werte gefunden:

Forbes und Kämtz (Faulhorn) . .	2,8		cal.	pro	Minute
Pouillet (Paris)	1,5 — 1,76		"	"	"
Violle (Mont Blanc)	2,5		"	"	"
Rizzo (Rocciamelone) 1,63—2,15 . .	2,5		"	"	"
Langley (Mount Whitney)	3	(2,5—4,0)	"	"	"
Savéljeff (Kiew)	2,81 — 3,4		"	"	"
Bartoli und Stracciati (Stilfserjoch)	2,4 — 2,6		"	"	"
Crova (Montpellier)	1,8 — 2,7	(2,2)	"	"	"
Crova u. Houdaille (Mont Ventoux)	1,97 — 2,9	(2,4)	"	"	"
Hansky (Mont Blanc)	3,0 — 3,4		"	"	"
Ångström (Yxelö 4,0) (Teneriffa) .	1,76		"	"	"

Mittel 2,5 cal. pro Minute.

Bei der Berechnung von a hat man verschiedene Formeln zu Extrapolationen benutzt. Je nach der Natur der Formel, welche sich den Beobachtungen anschliesst, erhält man, wie ersichtlich, sehr verschiedene Werte von a. Rizzo hat die verschiedenen Berechnungen einer Kritik unterworfen, welche ihn zur Annahme von $a = 2,5$ (etwa) führt. Eigentümlicherweise geben die oben zusammengestellten Werte, wobei die abnorm grosse Zahl 4,0 von Ångström ausgeschlossen wurde, einen Mittelwert von 2,5. Vielleicht erreicht die Sonnenkonstante, nach der

letzten Bestimmung von Ångström zu urteilen, sogar nicht den Wert 2,5.

Gewöhnlich giebt man an, dass die Sonnenkonstante 3 cal. pr. Min. oder noch mehr erreichen muss. Man nimmt an, dass die ersten Luftschichten schon eine grosse Menge von Sonnenstrahlen wegnehmen. Dabei muss man aber in Erinnerung behalten, dass diese zuerst weggesiebten Strahlen in Teilen des Sonnenspektrums gelegen sind (äusserstes Ultrarot und Ultraviolett), wo die Strahlungsintensität sehr schwach ist.

Man hat gefunden, dass die günstigste Zeit für die Beobachtungen im Anfang des Frühlings und am Ende des Herbstes ist. Auch klare Wintertage (bei Schneebedeckung) geben gute Beobachtungsreihen. Dass Bergstationen niedrig liegenden vorzuziehen sind, folgt schon daraus, dass an den Beobachtungen von jenen eine geringere Korrektion wegen der Absorption der Atmosphäre anzubringen ist. Ebenso sind die Beobachtungen am Vormittag besser wie diejenigen am Nachmittag. Alle diese günstigen Beobachtungsumstände können so zusammengefasst werden, dass dabei die Luft relativ frei von Staub und Wasserdampf ist.

Der Durchlässigkeitskoeffizient (α) ist bei Höhenstationen etwas grösser als bei Thalstationen. Die Durchlässigkeit wächst auch mit der Länge der durchlaufenen Schicht, weil die ersten Teile am stärksten absorbieren und in tieferen Schichten die am meisten absorbierbaren Strahlengattungen zum grössten Teil weggesiebt sind.

Die folgenden auf Teneriffa gewonnenen Daten von Ångström mögen diese Regelmässigkeit beleuchten:

Lage der absorbierenden Schicht in Atmosphären	Durchlässigkeitskoeffizient Pic de Teneriffa $h = 3683$ m	le Cañada $h = 2125$ m	Guimar $h = 360$ m
1 — 2	0,889	0,885	0,850
2 — 3	0,904	0,900	0,880
3 — 4	0,924	0,911	0,896
4 — 5	0,925	0,916	0,892
5 — 6	0,928	0,925	0,897

Um einen Begriff von der Stärke der Sonnenstrahlung unter verschiedenen Umständen zu geben, führen wir folgende Ziffern von Ångström an:

Schichtdicke in Atm.	1	2	3	4	5	6
Strahlung in Guimar	1,39	1,17	1,03	0,92	0,82	0,73
„ „ Cañada	1,51	1,33	1,20	1,09	1,00	—
„ „ Pic de T.	1,54	1,37	1,24	1,14	1,05	0,97

In diesen Ziffern macht sich die Reinheit der Luft an den höheren Stationen deutlich geltend. Die stärkste Strahlung auf der Bergspitze betrug etwa 1,62. Die Menge des Wasserdampfes in einer Luftsäule entsprechend der Schichtdicke 1 (= der Luftmenge in einer vertikalen Luftsäule bei 760 mm Druck) betrug in den drei oben erwähnten Fällen soviel wie eine 2,7, 1,5 bezw. 1,1 cm dicke Wasserschicht. Bei gleichem Wasser- und Staubgehalt der Luft scheint die Sonnenstrahlung in unseren Gegenden ungefähr ebenso gross zu sein, wie in den obenerwähnten Fällen, wie Ångström speziell für Upsala gezeigt hat.

Die absorbierenden Bestandteile der Atmosphäre. Die wichtigsten Bestandteile der Atmosphäre, welche die Sonnenstrahlung beeinträchtigen, sind Staubpartikelchen, Wasserdampf und Kohlensäure. Betreffs der Wegsiebung der Sonnenstrahlung durch Staubpartikelchen hat Langley gefunden, dass sie für die brechbareren Strahlen am grössten ist, wozu auch die Theorieen von Clausius und Lord Rayleigh führen. Die Absorption der Sonnenstrahlen in den brechbareren Teilen des Sonnenspektrums wurde von Langley in Pittsburgh bestimmt. Er fand Werte des Durchlässigkeitskoeffizienten (α), welche durch folgende empirische Formel ausgedrückt werden können:

$$\log \alpha = - 0{,}0545\ n - 0{,}00802\, n^3,$$

worin $n = 1/\lambda$ gesetzt wird, wenn λ die die Wellenlänge der betreffenden Strahlengattung in μ ausgedrückt ist.

Die spektrale Verteilung der Strahlung (E) eines schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur τ lässt sich durch die Wien-Plancksche Formel ausdrücken:

$$E = C \frac{\lambda^{-5}}{e^{K/\lambda\tau} - 1},$$

worin die Wellenlänge (λ) der betreffenden Strahlengattung in μ ausgedrückt ist. K ist eine Konstante (2890 · 4,956). Wenn die Strahlung der Sonne gleich derjenigen eines schwarzen Körpers von 6000° abs. gesetzt werden kann, ist die relative Lichtstärke der verschiedenen

Strahlengruppen so verteilt, wie die folgende Tabelle hinter der Rubrik E angiebt. In dieser Tabelle steht oben λ in μ ausgedrückt und ferner *log* α nach der oben gegebenen Formel. Mittelst E und α lässt sich ein Wert E_1 berechnen, welcher die relative Stärke der Strahlung angiebt, nachdem das Sonnenlicht die Schichtdicke 1 durchlaufen hat. Ebenso ist ein Wert E_2 der Schichtdicke 2 entsprechend berechnet.

λ =	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
log α =	0,515—9	0,765—2	0,544—1	0,762—1	0,8420—1	0,8854—1	0,9106—1	0,9264—1
E =	0,0041	2,0	142	248	270	245	202	162
E_1 =	0	0,1	50	143	188	188	164	137
E_2 =	0	0	17,4	83	131	144	134	116

λ =	0,9	1,0	1,2	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	10,0	Summe
log α =	0,9371—1	0,9455—1	0,9565—1	0,9666—1	0,9758—1					
E =	128	101	65,4	3,36	13,6	3,4	1,19	0,52	0,037	203,2
E_1 =	111	89,1	57,4	3,11	12,9	3,3	1,16	0,51	0,037	155,2
E_2 =	96	78,6	51,9	28,8	12,2	3,2	1,13	0,50	0,037	125,3

Daraus ersehen wir, dass der Staub, wenn er in der Menge in der Luft enthalten ist, wie bei den Beobachtungen von Langley, in einer Luftschicht von der Menge 1 etwa 24 Proz. der Sonnenstrahlung wegnimmt, in einer Luftschicht von der Menge 2 dagegen 37 Proz. Mit anderen Worten der Durchlässigkeitskoeffizient zufolge von Staub wäre 0,76 in der ersten Schicht von Atmosphärendicke, 0,83 dagegen in der zweiten (0,83.0,76 = 0,63). Nun gehen die Sonnenstrahlen teilweise schräg durch die Atmosphäre und es ist leicht mit Hilfe der Integralrechnung nachzuweisen, dass ihr mittlerer Weg durch die Atmosphäre (für den beleuchteten Teil der Erde) der Luftmenge 2 (nahezu) entspricht. Man hätte demnach eine Wegsiebung des ultravioletten und stark brechbaren Lichtes zu erwarten, von der Grösse, dass dadurch etwa 35 Proz. der Sonnenwärme verschwände. Da aber 72 Proz. der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind, und der Staub in geringerer Menge über dem Meer als über der Landoberfläche vorkommt, so wird die oben gegebene Ziffer etwas zu gross und vielleicht für die ganze Erde auf etwa 30 Proz. zu reduzieren sein. Diese Wärme geht aber nicht gänzlich für die Erde verloren, indem nur ein Teil davon zum Himmelsraum reflektiert wird, und ein anderer Teil, etwas weniger als die Hälfte, zur Erde gelangt. Schätzungsweise kann man danach annehmen, dass die Erde etwa 17 Proz. der Sonnenwärme auf diese Weise verliert.

Will man in ähnlicher Weise schätzen, ein wie grosser Teil der Erdstrahlung durch Reflexion von dem Staub der Erde erhalten

bleibt, so kann man eine ähnliche Rechnung durchführen. Man findet dann, dass das Maximum der Strahlung eines 15° warmen schwarzen Körpers (mittlere Temperatur der Erdoberfläche) bei $\lambda = 10\ \mu$ liegt und dass nur etwa 20 bezw. 1 Proz. der Totalwärme geringere Wellenlängen als 9 μ bzw. 4 μ besitzen. Der zur Erde durch den Staub reflektierte Teil der Erdstrahlung erreicht etwa 0,2 Proz., kann folglich vollkommen ausser Rechnung gelassen werden.

Eine stauberfüllte Luft vermindert demnach die Einstrahlung der Sonnenwärme, lässt aber die Erdstrahlung frei hindurchgehen. Der Staub wirkt demnach auf die Temperatur der Erde stark herabsetzend. In derselben Weise wirken die Wolken, deren Albedo (vgl. oben S. 169) für leuchtende Strahlen wahrscheinlich gleich derjenigen frisch gefallenen Schnees gesetzt werden kann, welche nach Zöllner etwa 0,80 beträgt. Dagegen reflektiert sowohl Schnee wie auch eine Wolke viel weniger von der dunklen Wärme. Nach der Verteilung der Energie im Sonnenspektrum wird die Wirkung der Wolken eine Zerstreuung von etwa der Hälfte der Sonnenwärme sein. Dass die Wolken für die längsten Wärmewellen etwas durchlässig sind, kann man bei dichten Nebeln (z. B. in London) beobachten, wobei die Lage der Sonne kaum durch den Gesichtssinn zu erkennen ist, dagegen aus der Wärmestrahlung mit Hilfe des Wärmegefühls ungefähr ermittelt werden kann. Die meisten Strahlen der Erde werden wohl von den Wolken als von einem nahezu schwarzen Körper absorbiert und wieder ausgestrahlt. Da nun die Hauptmasse der Wolken (besonders der dichten Wolken) in einer Höhe von etwa 1000—3000 m (Mittel 1900 m) liegt, und die Temperatur daselbst etwa 7,5° niedriger als an der Erdoberfläche ist, so wird die Ausstrahlung der Erde an diesen absorbierbaren Wellen um etwa 10 Proz. herabgesetzt. Die Wolken vermindern also die Einstrahlung in viel höherem Grade als die Ausstrahlung und tragen demnach wie der fein verteilte Staub, aber etwa doppelt so energisch zur Abkühlung der Erde bei. Da nun die Wolken etwa die Hälfte (52 Proz.) der Erdoberfläche verdecken, so geht durch Wolken und Staub zusammen die Erde etwa eines Viertels der Sonnenwärme verlustig.

Da die Staubpartikelchen die stark brechbaren Sonnenstrahlen zerstreuen, enthält das Sonnenlicht an der Erdoberfläche kein Licht von niederer Wellenlänge als etwa $\lambda = 0{,}295\ \mu$. Auf Bergstationen kann man das Spektrum etwas weiter ausgedehnt sehen. Die Ausdehnung des Spektrums nach dem Ultravioletten hin ist nach den Beobachtungen von Cornu um so grösser, je geringere Dicke die ab-

sorbierende Schicht besitzt. Sie ist auch grösser im Winter als im Sommer, offenbar wegen des geringeren Staubgehaltes der Luft im Winter. Cornu zeigte auch, dass eine Röhre voll Luft von 4 m Länge alles Licht bis zu der Wellenlänge 0,185 μ auszulöschen vermag. Noch grösser ist die atmosphärische Absorption der von Schumann entdeckten ultravioletten Strahlen (von etwa 0,1 μ Wellenlänge), welche nur in äusserst luftverdünntem Raum photographiert werden konnten. Es nimmt also nach diesem Ende des Spektrums die Zerstreuung des Lichtes mit abnehmender Wellenlänge viel schneller zu, als die oben gegebene aus Langleys Daten berechnete Formel angiebt.

Zufolge Zerstreuung des brechbarsten Lichtes durch den Staub verschiebt sich die Lage des Strahlungsmaximums zu immer grösseren Wellenlängen, je dickere Schichten die Strahlen durchlaufen haben. So z. B. besitzt E in der letzten Tabelle (S. 500) ein Maximum bei $\lambda = 0{,}5\ \mu$, E_1 bei 0,55, E_2 bei 0,6 μ etwa. Für jede Atmosphäre steigt λ_{max} um etwa 0,05 μ; an der Aussengrenze der Atmosphäre müsste λ_{max} infolgedessen etwa 0,5 μ betragen, da es an der Erdoberfläche bei hohem Sonnenstand etwa 0,55 μ erreicht. Da nun die Temperatur der Sonne aus der Formel:

$$\lambda_{max} \cdot \tau = 2890$$

berechnet wird, so erhält man den Wert $\tau = 5250$, wenn $\lambda_{max} = 0{,}55$ beträgt (vgl. S. 131). Dieser Wert muss wahrscheinlich um etwa 10 Proz. erhöht werden, um der Zerstreuung des brechbarsten Lichtes in der Luft Rechnung zu tragen, also etwa 5900° abs. erreichen.

In ähnlicher Weise hat Harkányi folgende absolute Temperaturen folgender Sterne berechnet: Sonne 5450°, Sirius 6400°, Wega 6400°, Arktur 2700°, Aldebaran 2850°, Beteigeuze 3150°. Diese Zahlen sind wahrscheinlich um 10 bis 12 Proz. zu erhöhen.

Absorption durch Dämpfe. Ganz anders verhalten sich die Dämpfe, welche teilweise eine sehr starke Absorption auf die Wärmestrahlung ausüben, wie Tyndall in seinen umfassenden Untersuchungen gezeigt hat. In diesem Falle ist im allgemeinen die Absorption um so stärker, je grössere Wellenlänge die Strahlung besitzt, wie dies aus folgender Tabelle von Tyndall hervorgeht. Dabei sind verschiedene Strahlungsquellen benutzt worden, nämlich Platinspiralen, die zu Dunkelrotglut (etwa 700° C.), Rotglut (etwa 1100° C.) und Weissglut (etwa 1600° C.) erwärmt waren. Je heisser die Wärmequelle, desto kurzwelliger ist die Strahlung.

Absorbierender Dampf von 12,7 mm Druck und 1,2 m Schichtdicke	Absorption in Prozent		
	Dunkelrote Wärmequelle	Rotglühende Wärmequelle	Weissglühende Wärmequelle
Schwefelkohlenstoff CS_2 . .	6,5	4,7	2,9
Chloroform $CHCl_3$	9,1	6,3	5,6
Methyljodid CH_3J	12,5	9,6	7,8
Äthyljodid C_2H_5J	21,0	17,7	12,8
Benzol, C_6H_6	26,3	20,6	16,5
Amylen C_5H_{10}	35,8	27,5	22,7
Äthyläther $C_4H_{10}O$	43,4	31,4	25,9
Äthylformiat $C_2H_5CO_2H$ . .	45,2	31,9	25,1
Äthylacetat $C_2H_5C_2H_4O_2$ . .	49,6	34,1	27,2

Aus dieser Tabelle geht noch eine andere Regelmässigkeit hervor, nämlich dass die Absorption im allgemeinen um so grösser ist, je zusammengesetzter die absorbierenden Moleküle sind. Am deutlichsten tritt dies bei den einfachen Gasen, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff hervor, welche nach Tyndall keine Absorption ausüben. Dies ist zwar nicht ganz richtig für Sauerstoff, der ziemlich starke Absorptionsstreifen im sichtbaren Spektrum besitzt, welche die „atmosphärischen Bänder“ *A* und *B*, sowie α zwischen den Linien *C* und *D* verursachen. Diese Absorption ist jedenfalls quantitativ so unbedeutend, dass sie sich bei Tyndalls Versuchen nicht zu erkennen gab. Die Gase in der Atmosphäre, von denen vermutet werden kann, dass sie eine merkliche Absorption zeigen, sind Wasserdampf und Kohlensäure, vielleicht auch die wenig bekannten Kohlenwasserstoffe, die in sehr geringer Menge in der Luft vorhanden sind. Davon ist Kohlensäure am leichtesten zu untersuchen. Schon Tyndall und Lecher haben die Absorption der Kohlensäure für die Strahlung eines 100° warmen Körpers bestimmt. Diese Versuche habe ich zu komplettieren versucht und auf Strahlen eines 15° warmen Körpers ausgedehnt. Da der letzterwähnte Fall recht genau den Verhältnissen bei der Strahlung der Erde gegen den leeren Raum entspricht, wollen wir einige der betreffenden Ziffern wiedergeben. Zur Absorption von *A* Prozent sind die unter *l* geschriebenen Schichtendicken (in Centimetern) von reiner Kohlensäure bei 15° und 760 mm Druck nötig.

$A =$	1	2	5	10	15	20	25	30
$l =$	0,6	1,3	5,0	20,7	60	142	300	580.

Zwar ging die Wärmestrahlung durch zwei 1 cm dicke Steinsalzplatten, die einen Theil derselben absorbieren, die deswegen anzubringende Korrektion dürfte aber ziemlich belanglos sein. Da nun die Absorption der Kohlensäure sich noch mehr bei den schräg als bei den lotrecht zur Erdoberfläche laufenden Strahlen geltend macht, so wirkt die Atmosphäre viel mehr — die Rechnung zeigt etwa 1,75 mal mehr — als die Kohlensäuremenge in einer lotrechten Luftsäule. Diese entspricht einer Schichtdicke von 250 cm, also würde die Atmosphäre eine ebenso kräftige Absorption ausüben wie eine Schicht Kohlensäure von 437 cm Dicke, d. h. etwa 27,8 Proz. der Erdstrahlung absorbieren. Diese absorbierte Wärmemenge wird natürlicherweise wieder in den Weltraum ausgestrahlt, aber da der strahlende Körper viel kälter als die Erde ist, so wird auch seine Strahlung viel geringer sein, sodass thatsächlich Wärme der Erde erhalten wird. Und zwar ist diese Ersparnis ganz bedeutend, indem sie einer Erhöhung der Erdtemperatur von etwa 14,5° entspricht.

In jüngster Zeit hat Ångström nachgewiesen, dass, wenn die Strahlung eine bestimmte Menge Kohlensäure durchläuft, die Wärmeabsorption mit dem Druck steigt. Wegen dieses Umstandes sind die obenerwähnten Ziffern etwas zu hoch. Es ist zugleich wahrscheinlich, dass die Kohlensäureabsorption bei sinkender Temperatur zunimmt, wodurch der letzterwähnte Einfluss kompensiert wird. Eine noch nicht genau ermittelte Korrektion ist deshalb an ihnen anzubringen.

Viel weniger wirkt die Kohlensäure auf die Sonnenstrahlung. Schon die Strahlung einer 100gradigen Wärmequelle wird nur 0,7 mal so stark von der Kohlensäure absorbiert wie die Strahlung einer 15gradigen. Noch geringer ist die Wirkung auf die Sonnenwärme, indem Ångström sich vergeblich bemüht hat, diese Absorption direkt nachzuweisen. Man kann aus der Lage und Breite der Absorptionsbänder der Kohlensäure ihre Absorption der Sonnenstrahlung zu etwa 2 Proz. schätzen, sie ist jedenfalls so unbedeutend, dass sie ohne merklichen Fehler ausser Rechnung gelassen werden kann.

Viel kräftiger wirkt der Wasserdampf. Ångström hat die Absorption desselben für Sonnenstrahlung so zu bestimmen versucht, dass er das Sonnenspektrum graphisch darstellte und die Lücken darin ausfüllte, wodurch er das Sonnenspektrum an der Aussenseite der Atmosphäre erhielt. Hieraus konnte er offenbar die Absorption des Wasserdampfes unter der Annahme, dass Wasserdampf alle die erwähnten Lücken verursacht, berechnen. Er fand für eine absorbierende Schicht

von 2,1 cm bezw. 9,9 cm (auf flüssiges Wasser reduziert), ein Absorptionsvermögen des Wasserdampfes von 15 bezw. 27 Proz. Die folgenden Werte sind einer Kurve von Ångström entnommen, wobei entsprechende Werte von Schukewitsch (in Klammern) mit eingeschrieben sind:

$A =$ 5	10	15	20	25	Proz. Absorption
$l =$ 0,30	0,85	2,1	4,2 (5,2)	6,8 (10)	cm Wasser.

Wie ersichtlich, bietet das Verhalten des Wasserdampfes ungefähr dasselbe Bild wie dasjenige der Kohlensäure, indem die Absorption viel langsamer als der absorbierenden Menge proportional zunimmt.

Die Absorption des Wasserdampfes für die Erdstrahlung ist noch nicht genau untersucht, dürfte aber diejenige der Kohlensäure nicht unbedeutend übertreffen. Dabei ist zu bemerken, dass der Wasserdampf im Gegensatz zu der Kohlensäure in den niedersten Schichten der Atmosphäre konzentriert ist. Dadurch wird die wärmeschützende Kraft des Wasserdampfes bedeutend geringer als sie sonst sein würde.

Es ist bei den Untersuchungen über die Wärmeabsorption des Wasserdampfes sehr schwer, seine Wirkung von derjenigen des Staubes zu unterscheiden. Denn, wie oben gezeigt wurde, schlägt sich der Wasserdampf schon lange, bevor Sättigung eingetreten ist, teilweise auf den Staub nieder und verstärkt dadurch die Undurchsichtigkeit, die der Staub an sich hervorbringt.

Der Wasserdampf hat sehr viele charakteristische Liniengruppen, die meisten im Ultrarot, wo er für Licht von grösserer Wellenlänge als 16 μ so gut wie undurchsichtig erscheint. Im sichtbaren Spektrum befinden sich einige Liniengruppen in der Nähe von a, C und D, welche so charakteristisch sind, dass sie „Regenbänder" genannt werden, indem man Regen prophezeit, wenn sie stark auftreten.

Die stark rote Färbung der untergehenden Sonne bei starkem Wasserdampfgehalt der Luft dürfte nicht von dem Wasserdampf direkt, sondern von Staubpartikelchen mit darauf kondensiertem Wasser herrühren.

Messungen über den jährlichen und täglichen Gang der Sonnenstrahlung. Die oben gegebenen Kurven Figg. 170 und 171 stellen die Strahlungsintensität an einem Tage (13. Aug. 1888) zu Montpellier und Mont Ventoux dar. Wie aus denselben ersichtlich, steigt anfangs nach Sonnenaufgang die Strahlung sehr schnell an, um nachher zur Mittagszeit durch ein sehr flaches Minimum zu gehen und ein paar Stunden vor Sonnenuntergang wieder sehr schnell zu sinken. Dies

scheint besonders bei starkem Wassergehalt der Atmosphäre sehr gewöhnlich zu sein.

Savelieff hat in Kiew während der Jahre 1891 und 1892 stündliche Messungen der Sonnenstrahlung mit Hilfe eines Crovaschen registrierenden Aktinographen ausgeführt. Aus diesen hat Hann folgende Mittelwerte abgeleitet:

Zeit . .	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
Winter .	—	—	—	0,04	0,12	0,19	0,27	0,30
Frühling	0,03	0,13	0,30	0,40	0,42	0,46	0,48	0,48
Sommer .	0,09	0,34	0,54	0,68	0,73	0,78	**0,79**	0,72
Herbst .	—	0,01	0,13	0,32	0,43	0,50	0,56	**0,59**

Zeit . .	12—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
Winter .	**0,31**	0,28	0,23	0,15	0,05	—	—	—
Frühling	**0,51**	0,48	0,44	0,43	0,41	0,30	0,15	0,03
Sommer .	0,69	0,64	0,62	0,60	0,54	0,47	0,30	0,09
Herbst .	**0,59**	0,54	0,52	0,44	0,31	0,14	0,01	—

Die Zahlen sind in Kalorien pro cm² und Minute angegeben. Um den Wärmegewinn des Erdbodens zu finden, muss man diese Ziffern mit dem Cosinus der Zenithdistanz der Sonne multiplizieren. Dass die Werte so niedrig ausfallen, kommt daher, dass die Zahlen Mittelwerte sind und nicht nur ganz klaren Tagen entsprechen. Als Beispiel eines solchen möge der 7. Jan. 1899 zu Kiew angeführt werden (n. Br. 50° 24′, Höhe 100 m).

Zeit	$9{,}5^h$ a	10,2	11,0	11,7	12,0	12,8 *p*	1,1	1,9	2,3	2,9	3,1	3,4
cal.	0,86	1,03	1,10	**1,15**	1,10	**1,12**	1,08	0,99	0,92	0,77	0,69	0,58

Diese Ziffern gelten für eine senkrecht gegen die Sonnenstrahlen stehende Fläche. Wie die Zahlen für eine horizontale Fläche ausfallen, zeigen folgende Daten von Homén (Mittel der ganz klaren Tage 14. und 15. Aug., 2. und 3. Sept. 1896, 60° 17′ n. Br., 23° 40′ E. v. Gr., Höhe 60 m).

Zeit	6 a	7	8	9	10	11	12	1 p	2	3	4	5	6
cal.	0,12	0,30	0,51	0,73	0,87	0,96	**0,97**	0,92	0,76	0,60	0,43	0,27	0,14

Durch die Reduktion auf die horizontale Fläche verschwindet das Minimum zur Mittagszeit.

Die jährliche Schwankung zeigt eine sehr ausgeprägte Ähnlichkeit

mit der täglichen, wie folgende Daten von Crova für Montpellier (43° 36′ n. Br. und 60 m Höhe; 11jähriges Mittel) belegen. Die Daten beziehen sich auf senkrechte Strahlung kurz vor Mittag:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1,03	1,06	1,10	**1,16**	**1,16**	1,11	1,11	1,07	1,08	1,04	1,05	*0,98*	1,08

Das Minimum fällt in den Dezember mit dem niedrigsten Sonnenstande zusammen, das Maximum kommt dagegen im April und Mai vor dem höchsten Sonnenstande. Nach demselben erscheint ein sehr schwaches Maximum im September. Das Maximum würde ohne Zweifel in den Juni fallen, wenn nicht Wasserdampf und Staub im Sommer stark zunähmen (wie zur Mittagszeit). Der Transmissionskoeffizient hatte ein Maximum im Dezember (0,71), ein Minimum im Sommer (0,48).

Die mittlere tägliche Wärmesumme (in cal. pr. cm² für horizontalen Erdboden) zu Kiew betrug nach einem dreijährigen Mittel:

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
24	67	99	122	318	325	**328**	306	227	125	34	*13*	166.

Wenn alle Tage vollkommen klar gewesen wären, so würde das Jahresmittel anstatt 166 cal. pro Tag etwa doppelt so gross ausgefallen sein (338 cal. pro Tag). Diese letzte Ziffer beträgt 43,9 Proz. von der theoretischen Einstrahlung (770 cal. pro Tag), welche an der Grenze der Atmosphäre ankommt (gerechnet mit 2,5 cal. pro min. als Sonnenkonstante). Wie wir später sehen werden, entspricht dies einem Transmissionskoeffizienten von etwa 0,65.

Oben haben wir den Transmissionskoeffizienten der Luft unter Berücksichtigung des Staubes allein auf 0,76 geschätzt. Der Unterschied zwischen dieser Zahl und den gefundenen wäre der Absorption durch Wasserdampf und Kohlensäure zuzuschreiben. Diese Absorption würde demnach für den Winter in Montpellier einer Schichtdicke von 3 mm und für Kiew im Mittel einer von 8,5 mm Wasser entsprechen. Die entsprechende Schichtdicke wäre für den Sommer in Montpellier etwa 90 mm. Diese Zahlenwerte scheinen nicht allzu schlecht mit den thatsächlich beobachteten Werten der Luftfeuchtigkeit übereinzustimmen.

Der ungewöhnlich hohe Transmissionskoeffizient 0,85 für Guimar auf Teneriffa scheint anzudeuten, dass der Staubgehalt der Luft über dem Meer bedeutend (mehr als doppelt) geringer ist als auf kontinentalen Stationen.

Die Verschiedenheit der Sonnenstrahlung an verschiedenen Orten. Der wichtigste Faktor zur Bestimmung des Klimas ist die Einstrahlung von der Sonne. Dabei ist zunächst hervorzuheben, dass die Erde in der Zeit, in der sie einen Grad der Ekliptik durchläuft, immer dieselbe Wärmemenge erhält. Die Zeit, welche die Erde in ihrer Bahn zum Beschreiben eines Bogens von 1^0 braucht, ist nämlich zufolge des zweiten Keplerschen Gesetzes proportional dem Quadrat der Entfernung von der Sonne. Wenn v den von der Erde während der Zeit t in der Entfernung r von der Sonne beschriebenen Winkel darstellt, so kann das genannte Gesetz in folgender Form dargestellt werden (vgl. S. 74):

$$r^2 v = Kt,$$

worin K eine Konstante bedeutet.

Die Strahlung S von der Sonne gegen die Erde in der Zeit t ist andererseits durch den Ausdruck:

$$S = \frac{A}{r^2} t$$

gegeben, wobei A eine neue Konstante bedeutet. Hieraus folgt durch Multiplikation:

$$SK \cdot t = Avt \text{ oder } S = C \cdot v,$$

worin C eine dritte Konstante bedeutet. Die auf die ganze Erde eingestrahlte Wärmemenge ist infolgedessen dem von der Erde um die Sonne beschriebenen Winkel proportional.

Diese schon seit Newtons Zeiten bekannte Überlegung ist von grosser Bedeutung. Rechnet man, wie gewöhnlich, den betreffenden Winkel von dem Frühlingspunkt ab, so kann man einen ähnlichen Schluss, wie für die ganze Erde, für jeden beliebigen, zwischen zwei Breitekreisen gelegenen Teil der Erde gelten lassen. Denn die Bestrahlung eines solchen Teils hängt, ausser von der Entfernung von der Sonne, nur von dem Einfallswinkel der Sonnenstrahlen ab und dieser Winkel ist nur von der Neigung der Erdachse gegen den Leitstrahl von der Sonne abhängig. Sobald aber der Winkel zwischen diesem Leitstrahl und demjenigen zum Frühlingspunkt der gleiche ist, so ist die genannte Neigung dieselbe, sie ist unabhängig von der Länge des Leitstrahls. Es folgt hieraus, dass, wenn die Erde denselben Winkel (von dem Frühlingspunkt gerechnet) beschreibt, so erhält eine beliebige zwischen zwei Breitekreisen gelegene Zone dieselbe Wärmemenge von

der Sonne, unabhängig von der Entfernung der Erde von der Sonne. Dies gilt z. B. für das ganze Sommerhalbjahr oder das ganze Winterhalbjahr, während dessen die Erde den Winkel 0—180° bezw. 180° bis 360° beschreibt.

Im Laufe der Zeit hat (vgl. oben S. 273) die Excentrizität der Erdbahn sich geändert. Infolgedessen ist die Länge des Sommers (der nördlichen Halbkugel) veränderlich gewesen. Aber immer ist, so lange die Umlaufszeit der Erde sich nicht geändert hat, die Wärmeeinstrahlung während des Sommers auf eine beliebige Zone der Erde dieselbe geblieben und ebenso während des Winters. Nur ist diese Wärmemenge auf eine grössere oder kürzere Zeit verteilt gewesen. Es kann folglich durch diese Änderung der Excentrizität nicht die jährliche Einstrahlung auf eine bestimmte Zone, noch die Ausstrahlung davon in den Weltraum sich geändert haben, solange die Umlaufszeit der Erde konstant geblieben ist. Es kann demnach auf diese Weise keine nennenswerte Änderung der mittleren Temperatur der betreffenden Zone, wie sie etwa die Crollsche Hypothese verlangt, sondern nur eine Vergrösserung oder Verminderung der Temperaturvariation im Jahre entstanden sein.

Etwas anders verhält es sich, wenn die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik sich geändert hat, worauf wir weiter unten zurückkommen werden.

Berechnung der Wärmeeinstrahlung, wenn von der Wirkung der Atmosphäre abgesehen wird. Aus den eben angeführten Gründen bietet es einen bestimmten Vorteil, die Wärmemenge zu berechnen, welche auf 1 cm² der Erdoberfläche einfällt, während sie einen Bogen von 1° beschreibt, statt derjenigen, welche während eines Tages einstrahlt. Diese Rechnung ist eine rein mathematische, prinzipiell einfache, aber recht zeitraubende Arbeit. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Stärke der Strahlung dem Cosinus des Winkels zwischen der Strahlungsrichtung und der Normale gegen die Erdoberfläche proportional ist. Die genannte Berechnung giebt Resultate, welche in der untenstehenden Tabelle, die einer Arbeit von Zenker entlehnt ist, zusammengestellt sind. Dabei wird die Wärmemenge gleich 1 gesetzt, welche der betreffende Punkt erhalten würde, wenn die Sonne die ganze Zeit im Zenith stände.

Wenn die Sonne zwischen 180° und 360° Länge steht, so gelten dieselben Zahlen wie in der Tabelle, nur gelten diejenigen, die in der Tabelle für die nördliche Halbkugel angeführt sind, dann für die

südliche und umgekehrt. In dieser Weise umfasst die Tabelle alle Fälle.

Geogr. Breite	Längen der Sonne									
	0⁰ (180⁰)	10⁰ (170⁰)	20⁰ (160⁰)	30⁰ (150⁰)	40⁰ (140⁰)	50⁰ (130⁰)	60⁰ (120⁰)	70⁰ (110⁰)	80⁰ (100⁰)	90⁰
N. 90	—	0,069	0,136	0,199	0,256	0,305	0,345	0,374	0,392	0,398
80	0,055	093	139	196	252	300	339	368	386	392
70	109	143	180	217	254	291	324	351	368	374
60	159	190	221	252	281	308	330	347	358	362
50	205	231	258	283	306	326	343	355	363	366
40	244	266	287	306	324	339	351	359	365	367
30	276	295	308	322	334	343	351	356	359	360
20	299	310	320	328	334	339	342	344	345	346
10	313	319	323	325	326	326	325	324	323	323
0	318	318	315	312	308	303	299	295	293	292
S. 10	313	307	299	290	281	273	266	259	255	254
20	299	286	273	260	247	235	224	216	211	209
30	276	260	240	222	206	191	178	169	163	161
40	244	221	199	178	159	143	129	119	113	111
50	205	178	153	130	110	092	079	069	063	061
60	159	130	103	078	060	044	032	023	019	017
70	109	078	052	030	015	004	—	—	—	—
80	055	024	005	—	—	—	—	—	—	—
90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Um aus dieser Tabelle die Einstrahlung während eines Tages zu erhalten, muss man mit einem Faktor $D_0{}^2 : D^2$ multiplizieren, worin D_0 die mittlere, D dagegen die thatsächliche Entfernung von der Sonne bedeutet. Die in dieser Weise erfolgende Korrektion beläuft sich auf höchstens etwa 3,5 Proz. und ist in unserem Winterhalbjahr positiv, im Sommerhalbjahr dagegen negativ. Im grossen und ganzen wird dadurch nichts wesentliches an der Erscheinung geändert. Auffallend ist es, dass in den Sonnenwendezeiten die Einstrahlung an dem bestrahlten Pol ein Maximum besitzt und danach durch ein schwaches Minimum bei etwa 60⁰ Br. geht. Danach kommt wieder ein schwaches Maximum bei etwa 45⁰ Br., wonach die Strahlung erst allmählich und dann rapider bis zum entgegengesetzten Pole abnimmt. Wenn demnach die Luft unsere Erde nicht umgäbe und die grossen im Winter angesammelten Eismassen nicht bedeutende Wärmemengen bei ihrer Schmelzung konsumierten, so würden die Pole im Hochsommer die höchste Tempe-

atur auf der Erdoberfläche besitzen. Dies würde beispielsweise ein-
reffen, wenn die Erde wie der Mond konstituiert wäre.

Um nun die Wärmeeinstrahlung während eines bestimmten Teiles les Jahres zu erhalten, summiert man die Strahlung Grad für Grad. Man erhält auf diese Weise folgende Tabelle, die von Wiener herrührt. Die Tabelle giebt die totale Wärmestrahlung, während die Erde einen Winkel von 45° beschreibt. Um Werte für die südliche Halbkugel zu erhalten, hat man zu der in der Tabelle angegebenen Länge der Sonne 180° hinzuzufügen.

Nördl. Halbkugel. Br.	Längen der Sonne in der Ekliptik 90°–135° 45°–90°	135°–180° 0°–45°	180°–225° 315°–360°	225°–270° 270°–315°	Sommer 0°–180°	Winter 180°–360°	Jahr	Proz.
0	0,0371	0,0392	0,0392	0,0371	0,153	0,153	0,305	100
10	405	403	370	328	162	140	0,301	99,2
20	429	401	338	276	166	123	0,289	94,8
30	441	388	295	217	166	102.	0,268	87,9
40	443	363	244	155	161	0799	0,241	79,0
50	436	329	186	093	153	0558	0,209	68,5
60	423	285	124	036	142	0320	0,174	57,0
70	422	238	063	001	132	0128	0,145	47,5
80	441	198	015	—	128	0031	0,131	43,0
90	448	186	—	—	127	—	0,127	41,6

In dieser Tabelle ist als Einheit die Wärmemenge genommen, welche eine gegen die Sonnenstrahlen senkrechte 1 cm² grosse schwarze Platte in einem Jahr erhalten würde. In der letzten Kolumne ist zur Übersicht die Strahlung in Prozent derjenigen am Äquator ausgerechnet. Wie man daraus ersieht, ändert sich die Strahlung in der Nähe des Äquators sehr langsam. Am grössten ist die Änderung bei etwa 50° Breite, in der Nähe der Pole wird sie wiederum sehr gering. Am Pole selbst erreicht die Strahlung 42 Proz. des Wertes am Äquator.

Die Temperatur unter verschiedenen Breitegraden. Wenn keine Wärmeübertragung zwischen den verschiedenen Teilen der Erde stattfände, könnten wir aus den oben angeführten Daten die mittlere Temperatur für einen bestimmten Ort in derselben Weise berechnen, wie wir es oben betreffs des Mondes gethan haben. Dabei ist zu bemerken, dass in den oben gegebenen Tabellen keine Rücksicht auf die Atmosphäre genommen ist. Jetzt wollen wir dies insofern thun, als wir

den durch selektive Reflexion am Staub und an Wolken in der Atmosphäre verursachten Wärmeverlust berücksichtigen. Dieser betrage im Mittel für die ganze Erde etwa 25 Proz. (vgl. S. 501) und die Sonnenkonstante sei gleich 2,5 angenommen. Wir rechnen also so, als ob die Sonnenstrahlung 1,875 cal. pro Minute betrüge, d. h. als ob die Staubwirkung über die ganze Erde gleich wäre. Die diesbezüglichen Unterschiede werden wir unten besprechen.

Nach dieser Methode, die zuerst von Christiansen eingeschlagen wurde, erhalten wir folgende Werte der mittleren Jahrestemperatur, welche mit den Werten zusammengestellt sind, die Spitaler und für südliche Breiten über 60° Dove, der zuerst die Mitteltemperaturen für die verschiedenen Breitengrade untersuchte, aus den Beobachtungen ermittelt haben.

Breite	ber.	beob. n. Halbk.	beob. s. Halbk.	Mittel.	Diff.
0	20,8	25,9	25,9	25,9	+ 5,1
10	19,7	26,4	25,0	25,7	+ 6,0
20	16,7	25,6	22,7	24,1	+ 7,8
30	11,5	20,3	18,5	19,4	+ 7,9
40	4,0	14,0	11,8	12,9	+ 8,9
50	— 5,8	5,6	5,9	5,7	+ 11,5
60	— 17,7	— 0,8	— 0,7	— 0,7	+ 17,0
70	— 29,3	— 9,9	— 4,8	— 7,3	+ 22,0
80	— 35,3	— 16,5	— 8,0	— 12,3	+ 23,0
90	— 37,2	— 20,0	— 10,0	— 15,0	+ 22,2

Die mittlere Temperatur beträgt 15,1°, während 6,5° berechnet ist, einer Differenz von 8,6° C. entsprechend.

Die Temperatur der Erde ist demnach nicht unbedeutend höher als die obige Rechnung ergiebt. Dies rührt daher, dass die absorbierenden Gase in der Luft die Wärmeverluste der Erde vermindern.

Eigentlich müsste man den berechneten Temperaturwert in der Nähe des Äquators um etwa drei Grad erhöhen und denjenigen in der Nähe der Pole um etwa gleich viel herabsetzen. Die durchstrahlte Schicht erreicht nämlich beim Äquator bei weitem nicht den angenommenen Mittelwert, in der Nähe der Pole überschreitet sie ihn dagegen. Die deswegen einzuführende Korrektion kann etwa auf den obengenannten Betrag geschätzt werden. Dadurch wird der Unterschied zwischen dem

berechneten und dem beobachteten Wert für den Äquator nahezu verschwindend, für die polaren Gegenden dagegen vergrössert.

Die starke Ausgleichung zwischen den Temperaturen an Pol und Äquator, welche in den beobachteten Ziffern, verglichen mit den berechneten, hervortritt, beruht auf dem Wärmetransport durch die Luft- und Meeresströmungen. Diese wirken kräftiger auf der südlichen Halbkugel, als auf der nördlichen, weil jene überwiegend mit Meeren bedeckt ist.

Dieser Umstand macht sich noch mehr geltend in der Amplitude der Temperaturvariation im Jahre. Der Unterschied der Sonnenstrahlung in verschiedenen Jahreszeiten ist wie die Tabelle auf S. 510 zeigt, in den Äquatorialgegenden sehr gering. Er nimmt von dort ab stetig zu und erreicht ein Maximum an den Polen. Eine Temperaturberechnung für jede Jahreszeit nach der oben angewandten Methode würde sehr stark von der Erfahrung abweichende Resultate ergeben, weil die Luft- und Erd- und noch mehr die Wassermassen einen stark ausgleichenden Einfluss in so kurzen Zeitintervallen ausüben. Es folgen hier die mittleren Temperaturen unter verschiedenen Breitegraden im Januar und Juli, deren Differenzen als ein Maass der jährlichen Temperaturschwankung angesehen werden mögen. Die Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche in diesen beiden Monaten ist durch die Isothermenkarten, Figg. 179 und 180, leicht ersichtlich.

	Nördliche Halbkugel			Südliche Halbkugel		
Breite	Jan.	Juli	Diff.	Jan.	Juli	Diff.
90	— 36,0	2,0	38,0	— 5,2	— 14,0	8,8
80	— 32,0	2,6	34,6	— 3,2	— 12,0	8,8
70	— 25,5	7,3	32,8	— 0,4	— 9,1	8,7
60	— 16,0	14,1	30,1	2,2	— 2,9	5,1
50	— 7,2	18,1	25,3	8,1	3,2	4,9
40	3,9	23,8	19,9	16,1	9,7	6,4
30	13,9	27,4	13,5	22,6	15,3	7,3
20	21,7	28,1	6,4	25,5	20,5	5,0
10	25,7	26,7	1,0	25,9	24,0	1,9
0	26,2	25,5	0,7	26,2	25,5	0,7

Eigentümlichkeiten in der Temperaturverteilung. Bei seinen Berechnungen über die mittleren Temperaturen fand Dove die beim ersten Anblick sehr eigentümlich erscheinende Thatsache, dass die mittlere Temperatur der Erde im Juli (d. h. während des Sommers der

nördlichen Halbkugel) viel höher ist, wie im Januar (Winter der nördlichen Halbkugel).

Es erreichen nämlich nach Spitaler die Mittelwerte der Temperatur für verschiedene Erdteile folgende Grössen:

	Jan.	Juli	Mittel	Schwankung
Nördliche Halbkugel	8,0	22,5	15,2	14,5
Südliche Halbkugel	17,5	12,4	14,9	5,1
Die ganze Erde	12,7	17,4	15,1	4,7

Diese Eingentümlichkeit hängt mit der Verteilung von Land und Wasser auf den beiden Halbkugeln zusammen. Die nördliche Halbkugel hat etwa 40 Proz. Landbedeckung und damit ein mehr kontinentales Klima, wodurch die relativ grosse Jahresschwankung von 14,5° C. entsteht. Die südliche Halbkugel mit nur 13 Proz. Landbedeckung hat ein mehr oceanisches Klima und deshalb eine kleine Jahresschwankung von nur 5,1° C. Die Jahresschwankung der ganzen Erde wird demnach in derselben Richtung gehen wie diejenige der nördlichen Halbkugel und zwar wird sie folgende Grösse erreichen:

$$\frac{14{,}5 - 5{,}1}{2} = 4{,}7^0\text{ C.}$$

Auch die mittlere Temperatur der nördlichen Halbkugel übersteigt diejenige der südlichen im Absolutbetrag mit etwa 0,3° C. In der Nähe des Äquators ist dieser Überschuss, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, sehr bedeutend, die mittlere Temperatur zwischen Äquator und 45° n. Br. beträgt 22,1° C. und übersteigt den entsprechenden Wert auf der südlichen Halbkugel, 21,0° C., mit nicht weniger als 1,1° C. Obgleich unter höheren Breiten zufolge ihres oceanischen Klimas die südliche Halbkugel nicht unbedeutend (um etwa 0,8°) wärmer als die nördliche ist, so bleibt doch der mittlere Überschuss der nördlichen Halbkugel beträchtlich.

Die Wärmeausstrahlung auf der nördlichen Halbkugel muss demnach grösser sein wie auf der südlichen. Wenn auch die mittlere Temperatur dieselbe auf beiden Halbkugeln wäre, so würde unter sonst gleichen Verhältnissen wegen der grösseren Schwankung auf der nördlichen die Strahlung grösser sein als auf der südlichen. Dazu kommt noch, dass die Strahlung der festen Erdkruste etwas diejenige des Wassers übersteigt, d. h. die Erdkruste ähnelt mehr einem „absolut schwarzen Körper" als die Wasserfläche, und weiter, dass die mittlere Temperatur

der Nordhälfte höher als diejenige der Südhälfte ist. Der Strahlungsunterschied kann auf etwa 5 Proz. geschätzt werden.

Um ebensoviel muss die Wärmezufuhr zur nördlichen Halbkugel grösser sein. Teils ist die Bewölkung niedriger auf der nördlichen Halbkugel als auf der südlichen, der Unterschied erreicht nicht weniger als etwa 6 Proz. Dadurch wird, unter der Annahme, dass die Wolken 40 Proz. der auffallenden Wärmestrahlen wieder in den Himmelsraum hinausreflektieren, die Hälfte des genannten Effektes erklärlich. Der übrige Teil der grösseren Wärmezufuhr auf der nördlichen Halbkugel beruht wohl hauptsächlich darauf, dass eine grosse Menge warmen Wassers über den Äquator von der südlichen zur nördlichen Halbkugel hinüberwandert. Ausserdem liegt die südliche Halbkugel für die von der Antarktis kommenden kalten Meeresströmungen mit ihren gewaltigen Eismassen offen, während die nördliche Halbkugel zum grössten Teil durch Landmassen von ihrem Eismeere abgeschlossen ist (vgl. S. 391).

Infolgedessen ist der wärmste Breitegrad nicht der Äquator selbst, sondern er liegt, wie die Tabelle auf S. 513 zeigt, etwa 10^0 nördlich davon (Mitteltemperatur 26,4 gegen 25,9 am Äquator). Zwar verschiebt sich dieser wärmste Breitegrad, der „thermische Äquator“, mit den Jahreszeiten, sodass er im Januar den Äquator nahezu erreicht (nach Batchelder), dafür liegt er aber im Juli etwa beim 22. Breitegrad.

Da die Wärmeverhältnisse für die meteorologischen Erscheinungen ausschlaggebend sind, so kann man behaupten, dass der meteorologische Äquator der Erde auf der nördlichen Halbkugel (etwa beim 10. Breitegrad) liegt.

Das Gegenteil gilt für die Sonne (vgl. S. 129).

Veränderung des solaren Klimas durch die Wärmeabsorption. Oben ist angegeben, wie grosse Wärmemengen der Erde zugeführt würden, wenn die Atmosphäre vollkommen durchsichtig wäre.

Da dies nicht der Fall ist, hat Angot mittlere Transmissionskoeffizienten von 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 und 0,6 angenommen und berechnet, wie grosse Wärmemengen unter diesen Annahmen der Erdoberfläche unter verschiedenen Breitegraden in verschiedenen Jahreszeiten zugeführt würden. Er drückt diese Wärmemenge in Äquatorialtagen aus. Wenn also die Sonne das ganze Jahr über dem Äquator stände und der Transmissionskoeffizient 1 wäre, so würde der Äquator im Jahr 365,2 Äquatorialtage erhalten. Wegen der Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird diese Zahl etwas vermindert und sinkt auf 350,3.

Da nun der Transmissionskoeffizient 0,6 den thatsächlichen Verhältnissen ziemlich nahe kommt, möge Angots Tabelle für diesen Transmissionskoeffizienten wiedergegeben werden.

Breite	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
90° n.	0,0	0,0	0,0	1,4	6,7	9,9	7,9	2,4	0,1	0,0	0,0	0,0
80	0,0	0,0	0,2	2,7	7,5	10,3	8,5	3,8	0,5	0,0	0,0	0,0
60	0,1	1,0	3,9	8,2	12,0	13,8	12,6	9,2	4,9	1,5	0,2	0,0
40	3,3	5,7	9,4	12,9	15,3	16,2	15,6	13,5	10,2	6,6	3,8	2,7
20	9,0	11,2	13,6	15,2	15,8	15,9	15,8	15,3	14,0	11,7	9,4	8,2
Äqu.	14,0	14,9	15,3	14,6	13,5	12,8	13,1	14,2	15,0	15,0	14,2	13,6
20° s.	16,8	15,9	13,9	11,2	8,8	7,7	8,3	10,5	13,1	15,3	16,6	17,0
40	16,6	13,9	9,9	6,0	3,4	2,4	3,0	5,2	8,8	12,8	15,9	17,3
60	13,4	9,2	4,4	1,3	0,1	0,0	0,1	0,8	3,4	7,8	12,3	14,6
80	8,8	3,5	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1	2,3	7,4	11,0
90	8,3	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	1,0	6,5	10,5

Die Wärmemengen für das ganze Jahr sind nach Angot für die Transmissionskoeffizienten (q) 1 und 0,6 folgende:

	Äqu.	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$q = 1$	350,3	345,5	331,2	307,9	276,8	239,8	199,2	166,2	150,2	145,4
$q = 0,6$	170,2	166,5	155,1	137,6	115,2	90,6	67,4	47,7	33,5	28,4
	269,9	265,6	252,6	231,9	204,7	173,2	140,4	113,3	98,1	93,2

Ein grosser Teil der nicht zur Erdoberfläche gelangenden Wärme wird in der Luft aufgespeichert. Ich habe versucht, diese Menge folgendermaassen zu schätzen. Die Wärmemenge, welche zur Erde gelangt, beträgt (für $q = 0,6$) nur 44 Proz. von der Einstrahlung an der Grenze der Atmosphäre. Oben haben wir den Verlust an Wärme, welche die Erde zufolge der Rückstrahlung von Wolken und Staubpartikelchen in der Atmosphäre erleidet, auf 25 Proz. der Sonnenstrahlung geschätzt. Da weiter nur 44 Proz. derselben zur Erde gelangen, so müssen von den 56 Proz., welche in der Atmosphäre durch Absorption oder Reflexion zurückgehalten werden, 31 Proz. in der Atmosphäre bleiben, während 25 Proz. zufolge von Reflexion zum Himmelsgewölbe verloren gehen. Ich habe in der letzten Horizontalreihe der obenstehenden Tabelle die totale der Luft und dem Erdboden zugeführte Wärmemenge unter der Annahme berechnet, dass dieses Verhältnis zwischen in der Atmosphäre reflektierten und zurückgehaltenen Strahlen überall dasselbe bleibt, und nur den reflektierten Teil als für die Erde verloren betrachtet.

Diese Ziffern sind sehr instruktiv. Während bei Abwesenheit der Atmosphäre die Erdpole in ihrem kurzen Sommer ein Temperaturmaximum aufweisen würden, da sie am meisten Wärme zugestrahlt bekommen, liegt das Strahlungsmaximum zufolge der Einwirkung der Atmosphäre nie nördlicher als etwa beim 30. Breitegrad. Auch wenn man die von der Atmosphäre zurückgehaltene Wärme zu der auf die Erdoberfläche fallenden hinzuzählt, verschwindet das Wärmemaximum des Sommers an den Polen.

Weiter zeigt die Tabelle von Angot, dass auch bei wolkenfreiem Himmel nur 44 Proz. der einstrahlenden Sonnenwärme zur Erdoberfläche gelangt. Dieser Prozentsatz erreicht sein Maximum 48,6 am Äquator, sinkt dann allmählich auf 44,7 bei 30° Br., dann geschwinder auf 37,8 bei 50°, 28,6 bei 70° und 19,5 bei 90° Br. Oben haben wir nach den Beobachtungen von Saveljeff in Kiew für den 50. Breitegrad 43,9 Proz. berechnet. Dieser Umstand scheint anzudeuten, dass der Transmissionskoeffizient thatsächlich etwas grösser ist als 0,6 — etwa 0,65.

Über dem Meere ist er wahrscheinlich noch grösser. Dafür reflektiert aber die Meeresfläche etwa 8 Proc. der einfallenden Wärme (nach Zenker).

Die obenstehende Tabelle zeigt auch, wie ausserordentlich grosse Mengen von Wärme in der Atmosphäre aufgespeichert oder diffus zur Erdoberfläche reflektiert werden. Beim 60. Breitegrad übersteigt diese Wärmemenge die direkt zur Erdoberfläche hingestrahlte, am Pole ist sie sogar 2,3 mal grösser. Der grösste Teil davon wird wohl in den niederen Luftschichten, welche viel Wasserdampf und Staub halten, aufgespeichert.

Aktinograph für Ballonfahrten. Arago hat ein Aktinometer konstruiert, das aus einem „blanken" und einem „schwarzen" Thermometer besteht, deren Kugeln zum Schutze gegen Wärmeableitung von evakuierten Glaskugeln umgeben sind. Die Strahlungsintensität der Sonne wird nach dem Unterschied des Standes der beiden Thermometer geschätzt. Die Theorie dieses Instrumentes ist noch wenig entwickelt, weshalb es wenig gebraucht wird.

Für Ballonfahrten, bei welchen andere Aktinometer versagen, hat Violle ein Arago sches Aktinometer, dessen Thermometer registrierend sind (vgl. S. 546) in Anwendung gebracht.

III. Die Wärmeverluste der Erde.

Die nächtliche Strahlung. Wenn man während einer klaren Nacht stark wärmestrahlende aber schlecht wärmeleitende Körper, wie Baumwolle, Heu, Filz u. s. w. unter freien Himmel hinauslegt, so findet man häufig ihre Temperatur bedeutend niedriger (bis 10° C.) als diejenige der Erde und der Luft. Der Versuch gelingt um so besser, je ruhiger die Luft und je klarer der Himmel ist, weil dann die Wärmezufuhr aus der Luft gering und die Strahlung gross ist.

Auf dieselbe Weise fand Melloni, dass ein „schwarzes" Thermometer in klaren Nächten viel (bis 3,6° C.) tiefer steht als ein „blankes". Das mit Russ überzogene „schwarze" Thermometer strahlt nämlich teilweise zum kalten Himmel, während das silberbekleidete „blanke" Thermometer durch Leitung nahezu die Temperatur der Umgebung annimmt. In grösserer Höhe über dem Meere wird im allgemeinen die genannte Temperaturdifferenz grösser (Langley).

Enthält die Luft in der Nähe eines solchen Körpers Wasserdampf, so fällt Wasser aus; es ist dies die Erscheinung des Thaues, den Wells auf diese Weise erklärte. Er stellte auch (1800) sehr interessante Versuche über die Temperatur, die niedergeschlagene Thaumenge und die begleitenden meteorologischen Umstände an. Die Temperatur des kalten Körpers (z. B. des Grases) muss dabei unter dem sog. Thaupunkt liegen.

Diese Abkühlung durch Strahlung war schon den Naturvölkern bekannt. In Indien macht man in klaren Nächten Eis auf die Weise, dass man eine flache Wasserschicht, auf einem auf trocknem Stroh stehenden Teller, der nächtlichen Strahlung aussetzt. Im Inneren Afrikas hat man bisweilen wegen der intensiven Strahlung in der trockenen Luft Nachtfröste.

Christiansen hat die Bedingungen der Eisbildung untersucht.

Er legte Teller von stark versilbertem oder berusstem Messing auf eine Wasseroberfläche, die er der nächtlichen Strahlung aussetzte. Die Lufttemperatur bei seinen Versuchen war immer unter Null. Nach dem Ablauf der Nacht maass er die Dicke der unter den Tellern gebildeten Eisschichten und fand immer einen bedeutenden Unterschied zum Gunsten des berussten Tellers. Daraus schloss er, dass die Strahlung ein sehr wichtiges Moment für die Abkühlung ausmacht. Dieser Umstand machte sich um so mehr geltend, je heiterer die Nacht war. Ausserdem trat ein anderer Einfluss hervor, nämlich die Abkühlung durch Konvektion oder Leitung. Diese trat um so kräftiger auf, je stärker der Wind war. Es beruht dies darauf, dass die Temperatur der Luft unter Null lag. Wenn das Gegenteil eingetroffen wäre, wie in den eigentlich gefährlichen Frostnächten, so würde starker Wind die Eisbildung vermindert oder verhindert haben. Die für den Landmann schädlichen Frostnächte treten daher nur bei Windstille und klarer Luft auf.

Wenn eine Eisschicht sich bildet, so nimmt ihre Dicke zu nach denselben Gesetzen, welche für Diffusion und Wärmeleitung gelten (nach Stefan). Damit also eine 1 m dicke Eiskruste sich bildet, ist 100 mal so lange Zeit nötig, wie zur Bildung einer 1 dm dicken Schicht. Vorausgesetzt wird dabei, dass die Gefriertemperatur (an der Unterseite des Eises) konstant bleibt und ebenso die Lufttemperatur über dem Eis. Das erste wird sehr nahe zutreffen, das zweite ist eine grobe Annäherung.

Dagegen geht der Schmelzprozess von der Oberfläche aus mit nahezu konstanter Geschwindigkeit nieder, weil das Schmelzwasser abfliesst. Der Schmelzprozess ist folglich im Vergleich zum Gefrierprozess begünstigt.

Jedenfalls versteht man auf diese Weise, dass auch die Eiskrusten im Polarmeer nie eine besonders grosse Dicke (etwa 6 m, vgl. S. 389) erhalten.

Pouillet konstruierte ein eigenes Instrument, Aktinometer (Fig. 172) genannt, um die Wärmeverluste durch Strahlung zum Himmelsgewölbe zu messen. Dasselbe bestand der Hauptsache nach aus einem „schwarzen“ Strahlungsthermometer, welches auf ein sehr gut wärmeisolierendes Material, Schwanendaunen, in einer flachen Dose aufgelegt war. Die Öffnung des Aktinometers, in deren Mittelpunkt die Thermometerkugel sich befand, konnte nach verschiedenen Himmelsrichtungen gerichtet werden. Er fand die Temperatur des Aktinometer-Thermometers in der Nacht 6—9 Grad niedriger als die Lufttemperatur.

Glaisher fand folgende Unterschiede (Grade C.) zwischen der Lufttemperatur und den Angaben eines auf verschiedenen Unterlagen an der Erde liegenden Thermometers:

Kies	Stein	Flussand	Gartenerde	Kurzes Gras	Langes Gras	Flachs auf Gras
1,3	1,8	2,1	2,2	4,1	4,7	5,7

Die Bewölkung übt einen grossen Einfluss aus, indem sie die Strahlung zum Himmelsgewölbe vermindert. Diese Verminderung ist um so effektiver, je tiefer die Wolkendecke liegt, d. h. mit anderen Worten, je höher ihre Temperatur ist.

Über den Einfluss der Bewölkung gab Glaisher folgende kleine Tabelle:

Grad der Bewölkung	4 (ganz trüb)	3	2	1	0 (heiter)	
Gartenerde	0.4	1,1	1,2	1,6	1,8	°C.
Kurzes Gras . . .	0.9	1.7	1.9	2.2	2.5	„
Langes Gras . . .	1.1	2.1	2.3	2.6	2.9	„

Bei bewölktem Himmel schmilzt der Schnee, wenn die Temperatur wenig über Null steigt, bei heiterem Himmel kann er dagegen im Schatten bei einer Lufttemperatur von + 10 bis 11° C. unangegriffen bleiben. Dabei ist es von grosser Bedeutung, dass die Luft ganz stille ist, sodass keine merkliche Wärmemenge zum Schnee durch Leitung geführt wird.

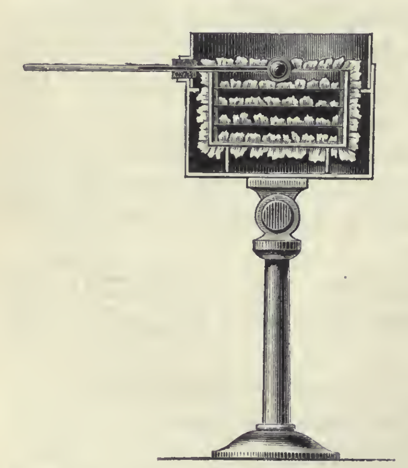


Fig. 172. Aktinometer von Pouillet.

Auch unabhängig von der Strahlung erhält sich Schnee und Eis ungeschmolzen bei einer Temperatur über Null, wenn die Luft so trocken ist, dass die Verdunstung den Schnee und das Eis unter Null abkühlt, und zwar um so mehr, je stärker der Wind ist. Dieser Vorgang ist im nordischen Winter häufig und wird dadurch angezeigt, dass bei den Psychrometern das trockene Thermometer über Null, das beeiste aber unter Null steht. Wenn dagegen die Strahlung die Abkühlung bewirkt, so ist häufig die Psychrometerdifferenz nahezu Null oder selbst negativ, somit die Luft sehr feucht.

Neuere Versuche, die nächtliche Strahlung experimentell zu be-
;immen, sind von Maurer, Pernter und Homén ausgeführt worden. Die
eiden erstgenannten benutzten Instrumente, welche mit dem Violleschen
ktinometer grosse Ähnlichkeit zeigten, die Strahlungsöffnung war aber
echt gross.

Maurer fand zu Zürich (in 440 m Höhe ü. d. M.) in klaren Juni-
ächten (Temperatur 15° C.) eine Ausstrahlung einer berussten Kupfer-
latte von 0,13 cal. pr. cm² und Minute. Pernter führte Beobachtungen
us auf dem hohen Sonnblick (3095 m) und in Rauris (900 m) bei Luft-
emperaturen von — 12 bezw. — 6° C. (Februar). Er fand 0,201 bezw.
,151 cal. pr. cm² und Minute. Seine Werte sind hoch gegen Maurers
Verte, was wahrscheinlich auf grösserer Reinheit der Luft in Bezug auf
taub und Wasserdampf beruht. Diese Substanzen, welche hauptsächlich
n der niederen Atmosphäre vorkommen und demzufolge eine von der-
enigen der Erdoberfläche nicht allzu verschiedene Temperatur besitzen,
erhindern die Ausstrahlung in den freien Raum, von wo keine Rück-
trahlung stattfindet.

Nach dem Stefanschen Gesetz kann man berechnen, wie viel Wärme
ie berusste Platte pro Minute verlieren würde, wenn sie gegen den Welt-
aum (von — 273° C. Temperatur) gestrahlt hätte. Der Unterschied
wischen diesem berechneten und dem beobachteten Wert kann als die
Rückstrahlung der Atmosphäre (Staub, Wasserdampf und in geringem
Grad Kohlensäure) betrachtet werden. Diese Rückstrahlung betrug in
en drei Fällen pro Minute und cm²: in Zürich 0,37, in Rauris 0,21 und
uf dem Sonnblick 0,12 cal.

Es ist auffallend, wie stark die Rückstrahlung mit steigender See-
öhe abnimmt. Der Staub und der Wasserdampf sind auch vornehm-
ich in den niederen Luftschichten konzentriert.

Da der Weltraum fast nichts zurückstrahlt, kann derselbe ohne
merklichen Fehler als ein schwarzer Körper beim absoluten Nullpunkt
betrachtet werden, welcher Strahlen weder aussendet noch reflektiert.
Man hat in früheren Zeiten viel über die Temperatur des Weltraumes
pekuliert. Gewöhnlich nahm man an, dass diese Temperatur der
niedrigsten auf der Erde beobachteten nahe käme. Fourier schätzte
liese Temperatur auf — 50°—60° C. (In Werchojansk, Ost-Sibirien,
hat man Temperaturen bis zu etwa — 70° C. beobachtet.) Pouillet
schloss aus seinen Ausstrahlungsversuchen auf eine Temperatur von
— 142° C. Diese Spekulationen haben nur noch hauptsächlich histo-
rischen Interesse. Wahrscheinlich geht die Wärmestrahlung der Erde

(und Sonne) zu fein verteiltem Staub und Nebelmaterie im Weltraum, deren Temperatur nur wenig den absoluten Nullpunkt übersteigt (vgl. S. 226).

Der grosse Wärmeverlust des Bodens beruht darauf, dass er zu Körpern strahlt, die wegen grosser Kälte wenig Wärme zurückstrahlen. Wells spannte ein baumwollenes Tuch von 0,6 m Seitenlänge 0,16 m über Rasen in einer klaren Nacht aus. Die Temperatur des Grases war an der geschützten Stelle häufig 6° C. höher als an nicht geschützten.

Genau so wirken die Wolken, welche eine allzu schnelle Abkühlung durch Strahlung verhindern. Jedenfalls kann bei reinem Himmel Frost eintreten, obgleich die Lufttemperatur in ein paar Meter Höhe mehr als + 5° C. erreicht. Es sind diese Nachtfröste, welche so verheerend einwirken, weil sie häufig in einer Periode weit vorgeschrittener Vegetation auftreten, besonders in Finnland Gegenstand von wissenschaftlichen Untersuchungen geworden.

Am ausführlichsten sind die Messungen von Homén, über deren Resultat wir im folgenden kurz berichten wollen. Die Strahlung gegen das Himmelsgewölbe war (am 15. Aug. 1896 bei der Temperatur + 6° C.) so gross wie gegen einen schwarzen Körper von — 38,5° C. Sie betrug 0,22 cal. pro cm². Min. Gleichzeitig sank die Oberflächentemperatur einer nahe gelegenen Moorwiese auf — 4° C.; es war also eine sehr scharfe Frostnacht.

Die stärkste Strahlung war nach dem Zenith gerichtet, wenn dieselbe gleich 1 gesetzt wurde, so war sie 33° vom Zenith 0,93, 56° davon 0,88, 79° davon 0,61. Dies beruht offenbar auf der grösseren Menge von zurückstrahlendem Wasserdampf und Staub in den letzten Fällen.

Vom klaren Himmel strahlt, trotz des zerstreuten Tageslichtes, niemals Wärme zur Erde, auch nicht zur Mittagszeit. Im Gegenteil verliert die Erde Wärme gegen den Himmel (die Sonne ausgenommen) und zwar nahezu gleich viel wie in der Nacht, nämlich bis 0,2 und 0,3 cal. pr. cm². Min.

Kleine Cirruswolken vermögen dieses Verhältnis nicht zu ändern.

Ist der Himmel dicht bewölkt, so strahlt er während des Tages Wärme zur Erde aus. In der Nacht geht die Strahlung in der umgekehrten Richtung. Die von Homén benutzte Pyrheliometerplatte strahlte sogar dann Wärme zum Himmel aus, wenn die Nacht anfänglich klar gewesen ist, so dass die Temperatur des Rasens stark gesunken war, und plötzlich Wolken den Himmel bedeckten, wobei das im Gras liegende Thermometer während einer Stunde um 3 bis 5° C.

;igen konnte. Homén glaubt diese Temperatursteigerung auf Rech-
ng der Wärme setzen zu können, die aus der Erde zuströmt. Wahr-
ıeinlicherweise gewann das betreffende Thermometer Wärme auch
rch Strahlung von dem in den niederen Luftschichten befindlichen
asserdampf. Die Temperatur steigt nämlich in solchen Fällen be-
ıchtlich mit der Höhe.

Die Wärmebilanz des Erdbodens. Die Erde gewinnt also
ärme am Tage und verliert solche in der Nacht. Je nachdem die
ıe oder die andere Wirkung überwiegt, steigt oder sinkt die Tempe-
tur des Bodens. Von der Zuleitung von Wärme aus dem Boden
hen wir vorläufig ab. Um einen Begriff von der Grössenordnung dieser
ärmebilanz zu geben, führen wir einige Ziffern von Homén an. Die-
lben gelten für Süd-Finnland (60° 17′ n. Br. 23° 40′ ö. L. v. Gr.) und
ıe Höhe von 50—80 m über dem Meer, und sind in cal. pro Tag und
ı² horizontaler Fläche ausgedrückt.

Am 14. Aug. 1896 von 5^h 50^m V. M. bis 6^h 20^m N. M. war der Wärme-
winn durch Sonnenstrahlung 504,2, die gleichzeitige Ausstrahlung er-
ichte nur 132,8 cal., in der folgenden Nacht war der Wärmeverlust
5,4 cal. Mehr als die Hälfte der Sonnenstrahlung, nämlich 256 cal.
urden folglich im Erdboden aufgespeichert und zu dessen Erwärmung
rbraucht.

Die Wärmeeinstrahlung am Tag sank am 1.—2. September auf
)5 cal., die gleichzeitige Ausstrahlung auf 110 cal. und die nächtliche
usstrahlung auf etwa 60 cal., sodass der Wärmegewinn auf 235 cal.
ırückgegangen war. Noch stärker war diese Abnahme am 1.—2. Ok-
ber. Die entsprechenden Ziffern waren 190, 48 und 91, sodass nur
l cal. zur Erwärmung der Erde übrig blieben.

Um diese Jahreszeit schlägt die Bilanz um, sodass täglich mehr
ärme ausgestrahlt als von der Sonne abgegeben wird. Diese Unter-
lanz nimmt immer mehr zu bis etwa zur Sonnenwende. Täglich
nkt der Wärmeinhalt des Bodens, bis im Frühling die Bilanz wieder
nschlägt, und der Boden anfängt, Wärme aufzuhäufen.

Die Wärmeverluste des Bodens im Winter müssen gleich der Wärme-
ıfuhr im Sommer sein, damit die mittlere Temperatur konstant bleibt.
abei kann man von der geringfügigen Wärmezufuhr durch Leitung
on Wärme aus dem Erdinneren gänzlich absehen (vgl. S. 165 u. 284).

Eine Berechnung des jährlichen Wärmehaushalts des Bodens
at Schubert für Eberswalde (42 m Höhe) und Melkerei (im Elsass
09 m Höhe) gegeben. Er fand für die Wärmemenge (in cal.), die im

Monat vom cm² der Erdoberfläche aufgenommen wird, folgende Wer (ein — Zeichen bedeutet Wärmeverlust des Bodens).

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez
					Eberswalde.							
Feld	— 300	— 166	— 9	353	**498**	469	345	147	— 133	— 386	— *425*	— 3
Wald	— 232	— 140	— 41	169	294	**356**	277	165	— 16	— 232	— 298	— 3
					Melkerei.							
Feld	— 144	— 108	0	148	**292**	232	184	84	— 76	— 208	— *216*	— 1
Wald	— 112	— 72	— 4	104	**172**	164	148	76	— 28	— 148	— *160*	— 1

Die Waldbedeckung übt einen abstumpfenden und verspätend Einfluss auf den Wärmeaustausch der Erdoberfläche aus. Die tota Wärmeschwankung sinkt im Wald auf 70 Proz. des Wertes für offen Feld — 1261 cal. anstatt 1812 in Eberswalde und 664 cal. anstatt 94 in Melkerei. Die Waldbedeckung wirkt demnach ungefähr wie eine Erd bedeckung (von etwa 0,8 m Dicke).

Die Wirkung des Waldes macht sich hauptsächlich im Somm geltend. Nach Homén ist in 0,5 m Tiefe die Temperatur im Fichter hochwald während des Sommers (Mai—Sept.) um 4,5° tiefer als in d gleichen Tiefe unter einer Wiese. Im Winter (Dez.—Jan.) hat der Bode unter dem Fichtenhochwald einen Überschuss von 0,1° aufzuweise Das Jahresmittel ist für den Fichtenwaldboden ungefähr gleich dem jenigen der Luft und um 1,8° niedriger als für den Boden unter offen Wiese. Birkenwald liegt in der Mitte zwischen offenem Feld und Fichten wald.

Die Ziffern für Pawlowsk führen zu Werten der Jahresschwankun von etwa 3200 cal. (wobei die Wärmekapacität gleich 0,55 pro cm³ an genommen ist).

Auf den regelmässigen Gang der Temperatur des Erdbodens übe verschiedene meteorologische Umstände, wie Bewölkung und Regen, eine störenden Einfluss aus. Der Niederschlag (im Sommer) erhöht in hohen Grad die Temperatur der tieferen Erdschichten (0,5—3° C. nach Homén.

Grosse Wärmemengen werden auch verbraucht zur Verdunstung vo Wasser, zum Aufthauen des gefrorenen Wassers — umgekehrt werde sie bei Thaubildung und Gefrieren des Wassers abgegeben — und zu Erwärmung der Luft. Wie Hann an einem Beispiel berechnet hat (Tiflis Zunahme der Bodentemperatur im Januar 0,06° C. pr. cm, Wärmeleit fähigkeit 0,16 cal. pr. cm. Minute), kann der Boden an die Luft an einen

ag 13,8 cal. pr. cm². abgeben, welche ausreichen würden, eine Luft-ıule von 450 m Höhe um einen Grad zu erwärmen. Wenn deshalb ie Kälte vor dem Schneefall im Herbst nicht tief genug gedrungen ist, ann durch Wärmezuleitung aus dem Boden die Schneedecke, zum chaden der Vegetation, von unten abthauen.

Homén giebt eine Zusammenstellung, wie die Wärme sich ver-ilt. Er untersuchte dabei drei verschiedene Bodenarten, nämlich ranitfelsen, Sandhaide und Moorwiese. Er erhielt folgende Daten:

				Granitfelsen		Sandhaide			Moorwiese		
	W	W_1	$W-W_1$	B	L	B	V	L	B	V	L
ug. 14.	482	120	362	202	160	89	78	195	44	232	86
pt. 2.	407	106	301	147	154	69	113	119	34	174	93
kt. 2.	184	44	140	83	57	54	28	58	13	36	91

Unter W steht die Einstrahlung von der Sonne, unter W_1 die Aus-rahlung zum Himmel. Die Wärmemengen unter B, V und L geben ı, wie viele cal. pr. cm² im Laufe des Tages zur Erwärmung des Bo-ns, zur Verdunstung von Wasser und zur Erwärmung der Luft ab-geben worden sind. Ihre Summe muss für jede Bodenart gleich $W - W_1$ in. Für Granitfelsen, welcher kein Wasser enthält, ist $V = 0$.

Für die Nacht erhalten wir:

				Granitfelsen		Sandhaide			Moorwiese		
	W	W_1	$W-W_1$	B	L	B	V	L	B	V	L
ug. 14.—15.	37	143	—106	—164	58	—84	28	—50	—50	37	—93
pt. 1.—2.	18	64	— 46	—144	98	—78	12	—20	—41	14	—19
kt. 1.—2.	17	102	— 85	— 86	1	—34	0	—51	—19	0	—66

Die Sonnenstrahlung und damit W ist auch hier nicht Null, weil omén die Grenze zwischen Tag und Nacht in dem Augenblick zog, dem Ein- und Ausstrahlung genau gleich waren. Die —Zeichen für - oder L-Werte geben an, dass die Erdoberfläche Wärme von den tie-ren Schichten des Erdbodens bezw. der Luft erhielt anstatt abgab.

Die angeführten Tage waren ganz heiter, die Nächte ebenso, ausser rjenigen von 1.—2. Sept., die etwas nebelig war. Die Daten gelten r diese einfachen Verhältnisse. Ist der Himmel bewölkt, was bei uns enigstens ebenso häufig vorkommt, so hat man am Tage eine Einstrah-ng von Wärme aus den Wolken, die (bei 60° n. Br. 14. Aug.—2. Okt.) eich 80 bis 120 cal. pr. cm² horizontale Oberfläche gesetzt werden kann.

IV. Die Temperatur der Erdoberfläche.

Eindringen der Wärmewellen in den Boden. Wie oben ge-
sagt, wird am Tage und im Sommer ein grosser Teil der Wärm
dazu aufgewendet, den Boden zu erwärmen. Umgekehrt giebt der Bode
in der Nacht und im Winter einen Teil seiner aufgespeicherten Wärm
ab. Je tiefer man aber in die Erde eindringt, desto unbedeutender wi
der Wärmeaustausch mit der Oberfläche. In genügend grosser Tiefe i
er unmerklich. Die Tiefe, bis zu welcher die Schwankungen einzudringe
vermögen, ist um so grösser, je grösser die Wärmeleitfähigkeit u
je geringer die Wärmekapazität pro cm^3 des Bodens ist. Der Quotie
dieser beiden Grössen wird, wie oben gesagt, Temperaturleitfähigke
genannt, und die betreffende Tiefe sollte der Quadratwurzel aus diese
Quotienten und aus der Periodenlänge der Temperaturschwankung pr
portional sein. Dies setzt aber voraus, dass die Oberfläche den gleiche
Temperaturschwankungen ausgesetzt ist, was nicht immer zutrifft. Wen
die Erdoberfläche nass, grasbekleidet oder mit Wald bewachsen is
so ist ihre Erwärmung in hohem Grade erschwert.

Nach Homéns Messungen in Finnland ist im Sommer (Mai b
September) die Temperatur der Erdoberfläche (50 cm tief) im dichte
Fichtenwald 4,5° C., im Birkenwald 3,1° C. niedriger als im freien Fel
Im Winter ist der Unterschied sehr gering (vgl. S. 524).

Homén hat die tägliche, Wild die jährliche Temperaturschwan
kung des Bodens genauen Untersuchungen unterworfen. Schon frü
wusste man, dass die Temperatur in tief liegenden Kellerräume
sich nicht merklich ändert. Sehr bekannt ist in dieser Beziehung d
27,6 m tiefe Keller der Pariser Sternwarte, wo die Temperatur nich
um 0,01° C. schwankt.

Zur Beobachtung der Bodentemperatur setzt man Thermometer i
bestimmten Tiefen ein. Sie müssen entweder so lange Skalen be

itzen, dass sie von der Erdoberfläche aus beobachtet werden können, der von einer Packung von grosser Wärmekapazität und schlechtem ,eitvermögen umgeben sein, in der man sie zur Erdoberfläche hinaufolt und wieder in die Erde hineinsenkt. Bei der ersten Konstruktion, velche für die Beobachtungen der täglichen Schwankungen, wo also blesungen ziemlich häufig anzustellen sind, zu empfehlen ist, muss ıan natürlicherweise wegen des Druckes und der Temperatur des herusragenden Fadens korrigieren.

Die jährliche Schwankung. Als Beispiele mögen folgende Bebachtungen über die jährliche (periodische) Temperaturschwankung in erschiedenen Tiefen aus Brüssel und St. Petersburg angeführt werden:

Brüssel 1834—37			St. Petersburg, Pawlowsk 1887—90		
Tiefe	Schwankung	Abnahme der Amplitude pro m		Schwankung	Abnahme
			Luft	25,5° C.	
0,19 m	13,28° C.	—	Tiefe 0 m	29,3	—
0,45	12,44	1,29	0,1	27,5	1,89
0,75	11,35	1,36	0,2	26,4	1,50
1,00	10,58	1,33	0,4	23,7	1,72
1,95	7,59	1,42	0,8	17,9	2,02
3,90	4,49	1,31	1,6	11,3	1,78
7,80	1,13	1,42	3,2	6,3	1,44
	Mittel	1,36		Mittel	1,61

Die Temperaturschwankung nimmt allmählich nach unten ab, und war annähernd nach einer geometrischen Reihe. Sie folgt also folender Formel, worin A_0 die Schwankung an der Oberfläche A_p, dienige in p m Tiefe bedeutet:

$$\log A_p = \log A_0 - b p.$$

ist für Brüssel 0,134, für St. Petersburg 0,207. Wie genau dies zurifft, kann man aus der letzten Kolumne ersehen, worin die Abnahme er Amplitude der Schwankung pro Meter Tiefe angegeben ist. Im Iittel nimmt die Amplitude im Verhältnis 1:1,36 bezw. 1:1,61 für den Meter ab. Damit die Amplitude im Verhältnis 1:2 bezw. 1:10 bnimmt, muss man in Brüssel 2,25 bezw. 7,46, in St. Petersburg 1,45, ezw. 4,83 m tiefer in der Erde messen. Daraus ersieht man, dass die mplitude auf 0,1° bezw. 0,01° C. in einer Tiefe von 15,8 bezw. 23,3 m

zu Brüssel und in 11,9 bezw. 16,7 m Tiefe zu St. Petersburg sinke würde.

Ungefähr bis zu dieser Tiefe ist die jährliche Temperaturschwankun noch bemerkbar.

Um den Einfluss der verschiedenen Bodenarten zu veranschauliche führen wir folgende Daten von Forbes (für Calton Hill bei Edinburgh) a

	Trapp		Sand		Sandstein	
Tiefe	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.
1 m	10,53	—	11,23		9,58	—
1,9	6,61	1,68	8,30	1,40	7,72	1,27
3,9	3,5	1,37	4,19	1,41	5,22	1,22
7,8	0,8	1,46	1,16	1,39	2,28	1,24

In den oberen Schichten des Trappsteins scheinen Ungleichmässig keiten vorzukommen.

Die Wärmewelle des Sommers dringt allmählich in die Erde hin ein, wie aus folgender Tabelle hervorgeht, in der der Tag angegebe ist, an dem das Temperaturmaximum in verschiedenen Bodenarten un Tiefen eintrat:

Tiefe	Trapp		Sand		Sandstein	
m		Juli		Juli		Juli
1	6. Aug. =	37 —	31. Juli =	31 —	5. Aug. =	36 —
1,9	2. Sept. =	64 (30)	24. Aug. =	55 (27)	19. Aug. =	50 (16
3,9	17. Okt. =	109 (23)	7. Okt. =	99 (22)	11. Sept. =	73 (12
7,8	8. Jan. =	192 (21)	30. Dez. =	183 (21)	11. Nov. =	134 (15

Die Ziffern in Klammern geben an, wie viele Tage das Maximun für jeden Meter verspätet ist. In Trapp würde in einer Tiefe von 9 bezw 18 m das Maximum 6 Monate bezw. 1 Jahr gegen das Maximum a der Oberfläche verspätet sein. Dieselben Ziffern wären auch für San giltig, dagegen würde man für Sandstein 12 bezw. 24 m erhalten. Da Maximum der Temperatur tritt demnach in der erstgenannten Tief zu ungefähr derselben Zeit ein, wo an der Erdoberfläche ein Temperaturminimum herrscht. Diese Tiefe ist der Quadratwurzel aus der Temperaturleitungsfähigkeit proportional.

Die tägliche Schwankung. Ganz ähnliche Verhältnisse gelte für die tägliche Schwankung, welche Homén untersucht hat. Di Schwankung der Lufttemperatur war dabei 13,06° C. (über dem Granit-

felsen). Die Abnahme der Amplitude der Schwankung ist pro dm gerechnet. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Granitfelsen		Sandhaide		Moorwiese	
Tiefe	Schw.	Abn. (10 cm)	Schw.	Abn.	Schw.	Abn.
0 cm	20,24	—	34,58	—	21,36	—
5	13,83	1,74	11,83	4,45	2,80	14,73
10	11,65	—	7,77	—	1,45	—
20	7,86	1,48	3,90	1,99	0,40	3,63
30	5,20	1,51	1,82	2,14	0,12	3,33
40	3,38	1,54	0,69	2,64	0,05	
50	2,13	1,59	0,28	2,46	0,03	
60	1,36	1,57	0,12	2,33	0,04	
70	0,90	1,51				

Für die Fortpflanzungszeit der Maxima und Minima berechnete Homén folgende Werte:

	Granitfelsen		Sandhaide		Moorwiese	
Tiefe cm	Max.	Min.	Max.	Min	Max.	Min.
0—10	$1^h\,50^m$	$1^h\,49^m$	$2^h\,26^m$	$2^h\,00^m$	$7^h\,47^m$	$6^h\,27^m$
10—20	1 15	1 23	3 07	2 10	5 53	5 10
20—30	1 58	1 12	2 57	2 38	4 02	5 40
30—40	1 40	1 18	3 38	3 22	6 40	6 30
40—50	1 49	1 30	4 10	3 16	7 00	6 10
50—60	2 03	1 18	3 25	3 14	6 40	4 10
Mittel (für 0,1 m)	$1^h\,46^m$	$1^h\,25^m$	$3^h\,17^m$	$2^h\,47^m$	$6^h\,20^m$	$5^h\,41^m$

Die Minima pflanzen sich schneller fort wie die Maxima. Dies beruht darauf, dass das Minimum an der Erdoberfläche verzögert ist (mehr als 12 Stunden nach dem Maximum fällt). Je tiefer unter der Erdoberfläche, um so mehr verschwindet diese Unregelmässigkeit, und um so mehr nähert sich das Zeitintervall zwischen Maximum und Minimum dem Wert 12 Stunden.

Die mittlere Schwankung der Temperatur beträgt bei der täglichen Variation der genannten Sandhaide etwa 34,6° C., bei der jährlichen Variation des nahe gelegenen Petersburg 29,3°, sie sind demnach ziemlich gleich. Aus den Petersburger Daten ergiebt sich, dass eine jährliche Temperaturschwankung von 0,1° C. in einer Tiefe von 11,9 m vorkommt (vgl. S. 527); für vier finnländische Sandfelder giebt Homén Werte zwischen 12,16 und 13,62 m an. Wie oben gesehen, findet sich

eine tägliche Schwankung von demselben Betrag in einer Tiefe vo etwa 62 cm. Nun verlangt die theoretische Wärmelehre, dass be gleichen Amplituden die betreffenden Tiefen sich so verhalten wi die Quadratwurzeln aus den Periodenlängen, d. h. in diesem Fal wie $\sqrt{365} : 1$ oder nahezu wie 19 zu 1. Die Zahl für die Tagesschwankung ist offenbar etwas zu niedrig (0,62). Dies hängt damit zusammen dass die Amplitudenabnahme in den ersten 10 cm ungefähr doppelt so gross ist, wie weiter unten (4,45 anstatt 2,32), was von der unregelmässigen Erhitzung am Tage herrührt. Wäre der Gang dort normal so würde die Amplitudenabnahme der ersten 10 cm sich auf etwa 18 cm verteilen, und wir erhielten so einen korrigierten Wert von etwa 70 cm anstatt 62 cm. Der korrigierte Wert stimmt offenbar so gut, wie man in ähnlichen Fällen verlangen kann, mit dem Wert für die Jahresvariation (man würde daraus 13,3 m berechnen).

Zur graphischen Darstellung der Temperaturverhältnisse im Boden hat Homén nach dem Vorgang von A. J. Ångström sogenannte geothermische Linien gezeichnet, bei welchen die Tiefe als Ordinate, die Zeit als Abscisse gewählt ist. Die Linien verbinden die Punkte von gleicher Temperatur, welche nebengeschrieben steht.

Die Figur 173 zeigt solche Linien für den 10.—11. August 1893 in Granitfelsen. Die schrägen Graden, welche die Extremwerte verbinden, zeigen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Wärmemaximums und Wärmeminimums nach der Tiefe. Wie ersichtlich, ist die Neigung für die Minima grösser als für die Maxima, was eine grössere Fortpflanzungsgeschwindigkeit andeutet (vgl. S. 529).

Wärmeaustausch an der Erdoberfläche. Da also die Temperaturveränderungen sehr wenig tief in die Erde eindringen, so ist es leicht, die Änderung der in den oberen Erdschichten aufgespeicherten Wärmemengen zu bestimmen, sobald man nur die Wärmekapazität des Erdbodens kennt. Diese Grösse kann man einigermaassen genau aus der Zusammensetzung des Bodens berechnen. Dabei bietet es eine gewisse Schwierigkeit, dass der Wassergehalt des Bodens je nach der Verdunstung und den Niederschlagsmengen veränderlich ist. Homén erhielt folgende Werte, welche als Beispiele angeführt werden mögen. Die Wärmekapazität ist gleich der Anzahl Kalorien, welche zur Erwärmung eines cm^3 : s um 1^0 C. nötig sind. Sie ist infolgedessen gleich dem Produkt aus der spezifischen Wärme c und der Dichte δ. Nebenbei stehen die Werte K des Temperaturleitungsvermögens und k des Wärmeleitungsvermögens aufgeführt.

	$c\delta$	K	k
Granitfelsen	0,511	1,139	0,582
Sandhaide	0,537	0,3146	0,169
Moorwiese	0,971	0,1331	0,129

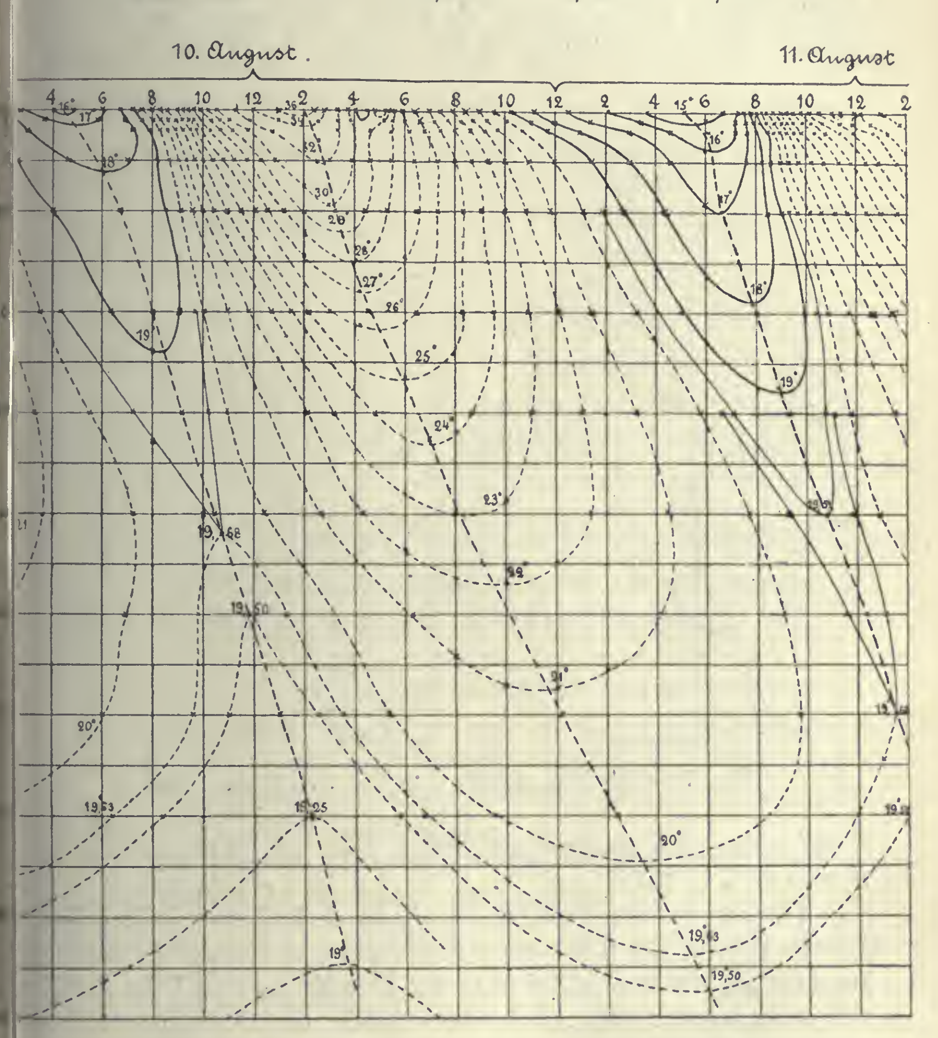


Fig. 173. Geothermen nach Homén. 10.—11. Aug. 1896.

Die Wärmeleitfähigkeit k ist hier die Anzahl cal., welche pro Minute durch eine Platte von 1 cm² Querschnitt und 1 cm Dicke passiert, wenn der Temperaturunterschied der beiden Seiten 1° C. beträgt.

Die von aussen zugeführte Wärmemenge wird teils im Boden aufgespeichert, teils auch zur Luft abgegeben. Ein Teil der letzterwähnten Wärme wird zur Verdunstung von Wasser angewendet. Um diese Verdunstung zu bestimmen, wurden Stücke aus der Erde ausgeschnitten und in eiserne Kasten gelegt, die Kasten dann wieder in die Löcher gesenkt und zu bestimmten Zeiten gewogen. Auf diese Weise hat

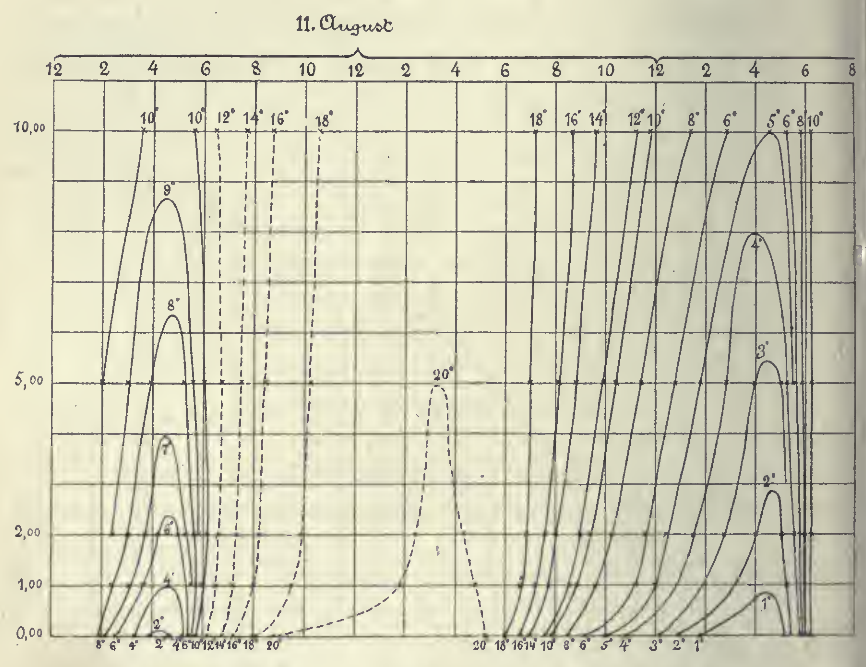


Fig. 174. Aërothermen nach Homen. 11.—12. Aug. 1896.

Homén die oben angegebenen Ziffern über den Wärmeumsatz gewonnen (vgl. S. 525).

Wie man aus denselben ersieht, nimmt die Luft einen sehr grossen Teil der Wärme dem Boden durch Konvektion oder Leitung ab. Homén hat auch die Wärmeverhältnisse in der Luft bis zu 10 m Höhe studiert und durch Kurven, sog. Aërothermen, welche den Geothermen ähneln, darzustellen gesucht.

Diese Linien geben aber bei weitem keine so gute Übersicht, wie die Geothermen, weil die Bewegungen der Luft die regelmässige Fortpflanzung der Wärmewellen gänzlich verhindern. Besonders gilt dies für die aufsteigenden Luftströme am Tage, welche Wärme sehr schnell

abführen, während die Abkühlung in der Nacht besser lokalisiert ist, da die kalte Luft gegen den Boden gepresst wird. In Fig 174 habe ich eine der diesbezüglichen graphischen Darstellungen von Homén wiedergegeben. Die Tagesschwankung in der Zeit vom 11.—16. August 1893 ist am grössten für die Erdoberfläche, danach kommt die Luft unmittelbar darüber und je höher in der Luft, desto geringer ist die Schwankung, wie folgende Tabelle zeigt:

	Schwankung
Boden	21,36° C.
Luft 0 m Höhe	18,86
1	15,86
2	14,94
5	13,85
10	12,51

Dieser Umstand deutet darauf hin, dass die Temperaturschwankung der niederen Luftschichten auf dem Wärmeumsatz an der Erdoberfläche beruht.

Wärme- und Temperaturleitfähigkeit des Bodens. Ist Sp die Schwankung der Temperatur in der Tiefe p, S_0 diejenige in der Tiefe 0, K die Temperaturleitfähigkeit und τ die Periodenlänge der Schwankung, so gilt für diese Grössen folgende Beziehung:

$$Sp = S_0\, e^{-p\sqrt{\pi/K\tau}}$$

wo π die Zahl 3,1415 und e die Basis der natürlichen Logarithmen darstellt. Man kann demnach aus Beobachtungen von Sp und S_0 bei bekanntem p- und τ-Wert K berechnen.

Auf diese Weise sind folgende Zahlenwerte für die Temperaturleitfähigkeit verschiedener Bodenmaterialien gefunden (in cal. pr. cm² und Minute):

	K	k
Trapp (Calton Hill)	0,472	0,249
Sand „ „	0,523	0,157
Sandstein „ „	1,387	0,642
Serpentingestein	0,356	—
Sandiger Lehm	0,816	—
Porphyritischer Trachyt (Japan) .	0,30	—
Granit (Schwarzwald)	0,902	0,47

	K	k
Granit (Baveno)	1,161	0,58
Molasse-Sandstein	0,44—0,92	—
Schnee (Dichte 0,2)	0,16	0,016
„ („ 0,3)	0,24	0,036
Eis	0,68	0,31
Gefrorener Boden (Pawlowsk) . .	0,56	—
„ „ (Jakutsk) . .	0,62	—
Nicht gefr. Boden (Pawlowsk) . .	0,32	—

Zu diesen Ziffern sind noch die von Homén gegebenen oben aufgeführten zuzuzählen. Unter k steht die Wärmeleitfähigkeit, welche durch Multiplikation von K mit dem Produkt aus spezifischem Gewicht und spezifischer Wärme gewonnen ist. Die Leitfähigkeiten sind für die verschiedenen Bodenarten von derselben Grössenordnung, etwas grösser für die kompakten (Granit und Sandstein), denen auch Lehm und gefrorener Boden sich anschliessen, als für lockere Erdbestandteile, wie Sand und Moorwiese. Die vulkanischen Bergarten Trapp und Trachyt zeichnen sich durch schlechte Leitfähigkeit aus, ebenso Serpentingestein. Wegen der Porosität nimmt Schnee eine ganz extreme Stellung ein, was in klimatischer Hinsicht von Bedeutung ist.

Die Erwärmung der Erdoberfläche. Ein Teil der Sonnenstrahlen gelangt zur Erdoberfläche und erwärmt sie. Ein anderer Teil wird in der Luft zurückgehalten und dient hauptsächlich zu deren Erwärmung. Die beiden Teile sind auf der Breite von 60° ungefähr gleich gross, in Gegenden, die dem Äquator näher liegen, überwiegt der erste Teil — am Äquator selbst ist er etwa doppelt so gross wie der zweite Teil. Das Luftmeer hat die Wärmekapazität einer Wasserschicht von 2,5 m Höhe. Im festen Erdboden dringt die Wärme nur zu sehr unbedeutenden Tiefen ein, wegen des geringen Temperaturleitungskoeffizienten. In gewöhnlicher Sandhaide dringt die Hälfte der täglichen Wärmezufuhr nicht tiefer als etwa 5 cm ein, in Granitfelsen, der unvergleichlich besser leitet als alle sedimentären Ablagerungen, ist die entsprechende Tiefe etwa 10 cm. Die Wärmekapazität dieser Schichten entspricht einer Wasserschicht von etwa 2,5 bezw. 5 cm. Hieraus ist ersichtlich, dass die Erwärmung der festen Erdoberfläche durch die Bestrahlung bedeutend viel höhere Temperaturen hervorbringen wird als die gleichzeitige Erwärmung der Luft. Nun ist es wohl richtig, dass die am meisten wärmeabsorbierenden Agentien in der Luft, der Staub und der

Wasserdampf hauptsächlich in den tieferen Teilen des Luftmeeres lokalisiert sind. Aber selbst unter der zweifellos übertriebenen Annahme, dass sich die unteren Schichten doppelt so stark erwärmen, als gleichmässiger Temperatursteigerung in der ganzen Atmosphäre entspricht, hätte man, wenn keine Leitung der Wärme vom Erdboden zur Luft stattfände, etwa 10—30 mal so grosse Schwankungen der Bodentemperatur wie der Lufttemperatur zu erwarten.

In der That beobachtet man auch bedeutend höhere Schwankungen der Bodentemperatur als der Lufttemperatur. Dieser Unterschied würde noch bedeutend grösser ausfallen, wenn nicht die Luft durch Leitung einen Teil der Wärme (oder Kälte) der Erdoberfläche aufnähme. Besonders kräftig ist die Abkühlung durch die Luft, weil die aufsteigenden warmen Luftströme die Erdbodenwärme auch in höher liegende Luftschichten (bis zu 1000—2000 m Höhe) bringen.

Wenn die Erdoberfläche nicht durch das Luftmeer geschützt wäre, so würden ohne Zweifel ähnliche Temperaturverhältnisse wie auf dem Mond herrschen (vgl. S. 166), so dass die Temperatur bei senkrecht auffallender Sonnenstrahlung etwa + 150° C. erreichen, in der Nacht unter — 100° C. fallen würde.

Ganz anders verhält sich die wasserbedeckte Erdoberfläche. Bei Temperaturzunahme steigt die Verdunstung, das Salzwasser wird schwerer und sinkt hinunter. Auf diese Weise pflanzt sich die tägliche Wärmewelle im Meer bis in mehr als 10 m Tiefe fort. Auch in Süsswasser macht sich die Wärmewirkung der Sonne wegen der Durchsichtigkeit bis zu Tiefen von 5 m geltend.

Die Tiefe, bis zu welcher die jährliche Wärmeschwankung im Meer eindringt, beträgt nach Aimé nicht weniger als 300 bis 400 m, für Süsswasserseen ist die entsprechende Grösse 200—250 m, wie oben erwähnt wurde (vgl. S. 367). Dabei dringt die Nacht- und Winterkälte besonders leicht ein, weil die Dichte der Wasserschichten (vorausgesetzt, dass sie über 4° warm sind) mit der Kälte zunimmt und die oberen abgekühlten Wasserschichten nach unten sinken und die Abkühlung bis in bedeutende Tiefe tragen. Die nächtliche Abkühlung bedingt die Entstehung der Sprungschicht (vgl. S. 409).

Das Wasser hat demnach eine viel grössere Kapazität als die Luft und muss dementsprechend viel geringeren Temperaturschwankungen unterworfen sein.

Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung. Die Tagesschwankung im Wasser ist viel geringer als in der Luft. Im Genfersee,

weit vom Ufer, fand Forel eine tägliche Schwankung von nur 1,5° C. In anderen Seen hat man Schwankungen von im Mittel etwa 2° C., an sehr heissen Tagen von gegen 5—6° C. gefunden.

Hann veröffentlicht einige Beobachtungen von Homén, die an einer 40 m tiefen Stelle des Lojo-Sees in Finnland angestellt sind. Die Tagesschwankung betrug daselbst:

Tiefe	Schwankung	Abnahme pro m
Luft	10,0	—
24 cm	1,82	—
86 „	1,08	2,31
149 „	0,68	2,10
274 „	0,50	1,28
524 „	0,42	1,07

Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, verläuft die Temperatur nach der Tiefe in ganz anderer Weise wie im festen Erdboden. Die Werte der Amplitudenabnahme mit der Tiefe zeigen überhaupt keine Tendenz, mit zunehmender Tiefe konstant zu werden, sondern sinken asymptotisch gegen den Wert 1. Dies beruht darauf, dass das Eindringen der Wärme nach ganz anderen Gesetzen als die Wärmeleitung im Boden erfolgt. Je mehr Strahlen weggesiebt sind von der einfallenden Sonnenwärme, desto durchsichtiger wird das Wasser für die übrig gebliebenen Strahlengattungen, und so kommt es, dass in 3,71 m Tiefe, wo die Temperaturschwankung, nach der Abnahme zwischen 24 und 86 cm Tiefe zu urteilen, auf 0,1° gesunken sein sollte, noch eine Schwankung von 0,46° C. zu konstatieren ist. Wenn die Absorption der Wärme im Wasser nicht „selektiv" wäre, sondern in jeder Schicht (von 1 m Dicke) derselbe Bruchteil der einfallenden Wärmemenge zurückgehalten würde, so würde, wie leicht einzusehen, die Abnahme der Schwankung mit der Tiefe, ganz wie bei dem Wärmeleitungsphänomen, konstant sein.

Durch diesen Umstand wird es auch verständlich, dass die tägliche Wärmeschwankung bis in 12 m Tiefe der Seen noch merklich ist, wie Griesinger für den Weissensee in Kärnthen gefunden hat. Dagegen ist die tägliche Wärmeschwankung des festen Erdbodens nicht in 1 m Tiefe merklich.

Die tägliche Wärmeeinnahme des Lojo-Sees erreicht an warmen Tagen 700—800 cal. pr. cm^2, im Mittel 400—500 cal. an gewöhnlichen schönen

Sommertagen, die Wärmeabgabe in der Nacht steigt bis zu 150—300 cal. pr. cm^2. Nach kühlen Tagen ist die Wärmezunahme natürlich grösser, besonders wenn die Luft nicht ganz ruhig ist. Dieser Umstand zeigt, dass in diesem Fall das Wasser Wärme aus der Luft nimmt, und nicht umgekehrt, wie der feste Erdboden.

Das Maximum der Temperatur des Lojo-Sees trat ungefähr gleichzeitig mit demjenigen der Lufttemperatur um 3 h. N. M. ein.

Zu ähnlichen Schlüssen gelangen wir aus den von Forel mitgeteilten Daten über die Jahresschwankung der Temperatur in Süsswasserseen, wie folgende Ziffern zeigen (vgl. S. 411).

Loch Katrine
Schottland 56° 15′ N. Br.
4° 28′ W. L. Höhe 111 m

Tiefe	Schwankung
0	15,2
10	9,3
20	8,8
30	2,8
40	2,1
60	1,5

Vettern
Schweden 58° N. Br.
14° 20′ E. L. Höhe 90 m

Tiefe	Schwankung
0	13,1
10	12,9
15	8,9
25	6,1
35	5,4
45	4,9
65	4,7
85	4,2
95	4,1

Enare
Finnland 69° 3′ N. Br.
27° 50′ E. L. Höhe 150 m

Tiefe	Schwankung
0	13,1
10	12,1
20	11,3
30	11,1
40	10,4
50	9,6
60	8,9
70	8,6
80	8,4

Ladoga
Russland 61° 22′ N. Br.
30° 42′ E. L. Höhe 18 m

Tiefe	Schwankung
0	9,1
10	8,9
20	7,5
30	6,9
40	6,6
50	6,1
60	5,7
80	4,4
100	3,5
150	2,5
200	2,0

Mjösen
Norwegen 60° 22′ N. Br.
11° 15′ E. L. Höhe 125 m

Tiefe	Schwankung
0	12,6
5	12,1
10	11,5
20	8,7
30	5,2
40	3,7
50	2,6
60	1,8
70	1,6
80	1,2
90	0,9
100	0,7

Die Zahlen, welche nach diesen Daten berechnet sind, leiden an einer ziemlich grossen Unsicherheit wegen der geringen Zahl der Tage (5—7), in welchen im Laufe des Jahres Messungen angestellt worden sind.

Da die Jahresschwankung in den von Forel diskutierten Fällen bis zu Tiefen von 100—250 m eindringt, so kann nicht angenommen werden, dass die Leitung und die direkte Erwärmung durch Sonnenstrahlung merklich dazu beitragen, sondern der beinahe einzig ausschlaggebende Faktor ist die Konvektionsströmung zufolge ungleicher Dichtigkeit und Wirkung des Windes (vgl. S. 427).

Forel hat auch die jährliche Wärmeschwankung der Süsswasserseen berechnet und ist zu Resultaten (in cal. pr. cm²) gekommen, welche sehr gut mit denjenigen von Homén übereinstimmen, indem die tägliche Wärmezunahme zwischen 150 und 600 cal. pr. cm² und Tag je nach der geographischen Breite wechselt (vgl. S. 412).

Die Wärmeaufspeicherung in den Süsswasserseen ist nach diesen Ziffern bedeutend (bis etwa 50 mal) grösser als die der festen Erdoberfläche. Dies beruht darauf, dass die Wärme in die Seen tiefer eindringt. Die Ziffern für die Süsswasserseen sind von derselben Grössenordnung wie die unten für die Nord- und Ostsee gegebenen und übertreffen sie sogar bei Seen grosser nördlicher Breite, wie unter den angeführten beim Ladoga und Enare.

Die Seen sind also grosse Wärmebehälter und erhöhen die mittlere Temperatur, da sie nur wenig Wärme an die höheren Luftschichten durch Luftströme abgeben.

Weitere grosse Wärmemengen speichern die Seen beim Aufthauen des Eises auf; eine Eisdecke von 0,5 m Dicke repräsentiert etwa 3700 cal. pr. cm², also ungefähr so viel wie die Wärmeschwankung der festen Erdoberfläche. Der Wärmewechsel des Genfersees erreicht pr. cm² etwa 30000 cal., derjenige Ladogas etwa 100000 cal., während die entsprechenden Werte für die Luft zu Eberswalde 2800, für die Erdkruste zu Eberswalde, Melkerei und Pawlowsk nur 1812, 940 bezw. 3200 cal. betragen (vgl. S. 524).

Der Genfersee zeigt folgende Temperaturdifferenzen der Oberfläche gegen die Luft.

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
+ 4,8	— 0,3	+ 1,3	+ 3,9	+ 2,4

Vom Juni bis März giebt dieser See Wärme an die Luft ab.

Die Seen mildern auf diese Weise das Klima. Sie erhöhen im Herbst die Temperatur der Umgebung mehr als sie dieselbe im Frühling er-

iedrigen. Der Bodensee erhöht die Jahrestemperatur der umgebenden Jfer um etwa 0,4° C. Der Januar ist um etwa 0,8°, Aug.-Sept. 0,6—0,7° ärmer als im Hinterland. Im Frühling ist der Unterschied nicht ıerklich.

Auch die Temperatur der Flüsse ist etwas (1° C. im Mittel) höher ls diejenige der umgebenden Luft.

Die Schwankung der Temperatur der Seen ist trotz der grossen Värmeaufspeicherung so gering, weil ihre Wärmekapazität, zufolge der rossen Tiefe der an der Wärmeschwankung teilnehmenden Schichten, usserordentlich gross ist.

v. Kalecsinsky hat neuerdings ein Beispiel gegeben, was für Verältnisse eintreten, wenn in einem See die Cirkulation fehlt und die Värme wie im Erdboden in relativ dünnen Schichten aufgespeichert ird. In Ungarn giebt es Salzseen (Salzgehalt 22—26 Proz.), die mit iner dünnen Schicht (1,5 cm) von salzärmerem Wasser, bedeckt sind, ı welchem der Salzgehalt kontinuierlich bis zur Oberfläche (2—3 Proz.) bnimmt. Dieses Oberflächenwasser stammt von zufliessenden Bächen. Verden nun diese Seen von der Sonne bestrahlt, so werden nur die ünne Übergangsschicht und die obersten Teile des Salzwassers erwärmt. m eigentlichen Salzwasser kann keine Verdunstung stattfinden, weil es on Süsswasser bedeckt ist, und das erwärmte Salzwasser kann infolgeessen nicht zu Boden sinken und tiefere Schichten erwärmen. Auch die n der Nacht abgekühlten oder am Tag durch Verdunstung konzentrierten beren Schichten sinken nur zu sehr mässiger Tiefe in der Übergangschicht, die nach unten durch zunehmenden Salzgehalt schnell dichter wird — das spezifische Gewicht ändert sich von 1,02 bis 1,17—1,20. Die erschiedenen Schichten bleiben in nahezu unveränderter Lage gegeninander. Wir haben hier ein sehr auffallendes Beispiel der Glashaus-Wirkung.

Die sichtbaren Wärmestrahlen dringen nämlich in das Salzwasser in und werden in dunkle Wärme verwandelt, die vom überlagernden Süsswasser nicht hindurch gelassen wird. Die Temperatur kann daher n der Grenzschicht zwischen salzigerem und süsserem Wasser im Sommer is zu 70° C. steigen. Folgende Messungen mögen zur Erläuterung angeführt werden.

Medvesee (n. Br. 42° 44′ E. L. 46° 45′) am 25. Juli 1901.

Tiefe	0	0,10	0,42	0,52	0,72	1,00	1,32	1,82 m
Sp. Gew.	—	1,038	1,140	1,156	—	1,176	1,180	1,186
Temp.	21	—	39	45	50	54	56	53°C.

Tiefe	2,32	3,00	5,00	7,00	10,00	12,3	41,8 m
Sp. Gew.	1,188	1,188	1,196	**1,197**	1,196	1,194	1,194
Temp.	47	39	31	29	23	20	19° C.

Die Temperatur der heissesten Schicht sank während des Winterhalbjahres von 65° (14. Sept. 1898) auf 26° C. (2. April 1899).

Auch die gewöhnlichen Seen wirken teilweise als Glashäuser; wegen ihrer grossen Wärmekapazität steigt aber ihre Temperatur nicht sehr hoch. Das Seewasser ist deshalb immer wärmer als die Luft (vgl. oben S. 371). Schon oben haben wir gesehen, dass der Bodensee die Temperatur der Umgebung um etwa 0,4° C. erhöht. Die Temperatur der Meeresoberfläche übersteigt auch diejenige der überlagernden Luft unter 35° s. Br. um 1,4°, unter 35° n. Br. um 2,4° (wovon jedoch 1,1° dem Golfstrom zuzuschreiben sind), unter 57—70° Br. mit 1,6. In den Tropen sinkt der Überschuss auf 0,8°.

Den täglichen Gang der Temperatur an der Oberfläche des Oceans ersieht man aus folgenden Daten; zum Vergleich ist die Lufttemperatur nebengeschrieben.

Täglicher Gang der Temperatur (Abweichung vom Tagesmittel) im atlantischen Ocean 1) 20—30° w. L. 0—10° n. Br. 2) 30° n. Br. Sommer. 3) 63—73° n. Br., a) Wasser, b) Luft, c) Temperaturdifferenz Wasser-Luft.

	Mitternacht	2	4	6	8	10 V. M.
1 a	— 0,19	— 0,28	*— 0,31*	— 0,26	— 0,08	0,15
1 b	— 0,43	— 0,61	*— 0,70*	— 0,54	— 0,03	0,45
1 c	— 0,83	**0,92**	**0,98**	0,87	0,54	0,29
2 a	— 0,15	*— 0,20*	*— 0,20*	— 0,15	— 0,05	+ 0,10
2 b	— 0,65	*— 0,70*	— 0,65	— 0,50	— 0,20	+ 0,30
2 c	0,85	**0,85**	0,80	0,70	0,50	0,15
3 a	— 0,12	*— 0,21*	*— 0,21*	— 0,13	— 0,02	0,06
3 b	— 0,33	*— 0,37*	— 0,36	— 0,25	— 0,04	0,21

	Mittag	2	4	6	8	10 N. M.
1 a	0,33	**0,36**	0,27	0,12	0,00	— 0,11
1 b	**0,81**	**0,81**	0,52	0,16	— 0,17	— 0,27
1 c	*0,11*	0,14	0,34	0,55	0,76	0,75
2 a	0,15	**0,20**	**0,20**	0,10	0,00	— 0,10
2 b	+ 0,80	**+ 1,00**	+ 0,85	+ 0,40	— 0,10	— 0,45

	Mittag	2	4	6	8	10 N. M.
2c	— 0,30	*— 0,45*	— 0,30	+ 0,05	0,45	0,70
3a	0,09	0,12	0,14	**0,15**	0,11	0,02
3b	0,41	**0,45**	0,36	0,18	— 0,04	— 0,22

Gemäss der grösseren Wärmekapazität des Wassers ist seine Tem- eraturschwankung viel (etwa 2,3—4,2 mal) geringer als diejenige der uft. Jene erreicht in den drei Beispielen 0,67, 0,40 und 0,36° C., diese agegen 1,51, 1,70 bezw. 0,82° C. Zufolge desselben Umstandes treten uch die Extreme der Temperatur etwa 1—1½ Stunden später im Vasser als in der Luft ein. Der Temperaturüberschuss des Wassers ist m grössten kurz nach Mitternacht, am geringsten (und bisweilen negativ) urz nach Mittag.

Die Verhältnisse zwischen der Temperaturschwankung der Luft und er Erdoberfläche sind demnach genau umgekehrt für die Wasseroberfläche ie für die feste Erdkruste (vgl. weiter unten). (In beiden Fällen zeigt die uft eine niedrigere Mitteltemperatur.) Der Unterschied zwischen Wasser nd Land beruht darauf, dass die Kapacität der Wasseroberfläche grösser t als diejenige der Luft, welche ihrerseits diejenige der festen Erd- ruste vielemal übersteigt.

Die jährliche Schwankung der Meerestemperatur verläuft ähnlich, ie folgende Daten zeigen.

Jahresschwankung der Temperatur des atlantischen Oceans: 1) 10° . Br.—10° n. Br. 2) 35° n. Br. (0—50° W. L.) 3) 60° n. Br.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
)	26,3	26,4	26,8	**27,2**	27,0	26,4	25,7	*25,2*	25,5	26,0	**26,3**	*26,1*	26,2
)	17,4	*16,7*	17,0	17,5	18,7	20,6	22,7	**24,0**	23,2	22,0	19,7	18,4	19,8
)	6,9	*6,6*	*6,6*	7,4	8,4	10,2	11,8	**12,4**	11,9	10,3	8,9	7,7	9,1

In dem äquatorialen Gebiet besteht ein charakteristisches doppeltes laximum, in den nördlichen temperierten Gegenden tritt das Maxi- num im August, das Minimum im Februar-März ein, also 2—3 Mo- ate nach den Sonnenwenden. Die Schwankung ist sehr gering und be- tzt ein Maximum in mittleren Breiten. Sie erreicht auf offenem Meer ach Schott im Mittel:

Breite	0	10	20	30	40	50°
Schwankung	2,3	2,4	3,6	5,9	7,5	4,7° C.

In allen diesen Verhältnissen macht sich die grosse Wärmekapacität es Wassers geltend. Dieselbe Wirkung zeigt sich in dem Temperatur-

unterschied zwischen Wasser und Luft, welcher an den Küsten d nordatlantischen Oceans nach Mohn beträgt:

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
3,3°	1,3°	— 0,7°	2,3°	1,6°

Wie ungeheure Wärmemengen im Jahr vom Meer aufgenomm und abgegeben werden, geht aus folgenden Überschlagsrechnungen vo Pettersson hervor. Im nördlichen Teil der Nordsee sinkt vom Augu bis November die Temperatur der höchsten 50 m dicken Schicht u 3° C. (von 12,2° auf 9,2°). Vom November bis Februar ist der Tem peraturfall 2,7° in den obersten 200 m. Es wird folglich pro cm² vo Wasser zur Luft eine Wärmemenge von $3 . 5000 + 2,7 . 20\,000 = 69\,000$ ca abgegeben. In den übrigen Jahreszeiten wird eine ebenso grosse Wärme menge durch Aufspeicherung von Sonnenstrahlung gewonnen. In äh licher Weise wird für die Ostsee, wo die Temperaturschwankung jedoc nur bis zu 55 m Tiefe reicht, eine Wärmeschwankung von 51000 ca pr. cm² berechnet.

Thatsächlich wird dieser Wärmeaustausch noch dadurch vergrössert dass das Wasser teilweise von südlichen, wärmeren Gegenden zuström (Golfstrom).

Da nun 1 cal. 33 m. Luft (bei 0° C. und 760 mm Druck) um 1 zu erwärmen vermag, so würden 240 cal. dazu genügen, das ganze Luft meer um 1° zu erwärmen. Die im Nordseewasser aufgespeicherte Wärm würde demnach genügen, um die Temperatur der ganzen überlagernde Atmosphäre etwa 280° C. zu erhöhen. Den grössten Teil der Wärm giebt wohl das Wasser in latenter Form im Wasserdampf ab. Di Wärme der Nordsee genügt dazu, jährlich eine Schicht von etwa 120 cn Tiefe abzudunsten.

Wegen der latenten Wärme des Wasserdampfes ist der Wärme inhalt von feuchter Luft bedeutend grösser als derjenige trockener Luft Bei 14° C. ist, von 0° ab gerechnet, der Wärmeinhalt von mit Wasserdampf gesättigter Luft etwa doppelt so gross wie derjenige trockener Luft, bei 26° etwa 2,5 mal so gross. Dadurch ist die vom Meere aufsteigende feuchte Luft imstande, bedeutend mehr Wärme zu transportieren, als die über einer Wüste aufsteigende trockne Luft.

Da nahezu drei Viertel der Erdoberfläche von Wasser bedeckt sind verdienen die Temperaturverhältnisse über dem Meer eine besonders grosse Berücksichtigung, obgleich sie aus naheliegenden Gründen viel weniger genau untersucht sind als diejenigen über der festen Erdoberfläche.

Eindringen des Frostes in den Boden. In Gegenden, wo im Laufe des Jahres die Erdtemperatur unter 0° sinkt, friert das Wasser in den lockeren Erdschichten, was für die Vegetation von grosser Bedeutung ist. Je länger die Winterkälte dauert und je heftiger sie ist, um so tiefer dringt der Frost in den Boden hinein. Dabei spielt es eine grosse Rolle, ob der Boden von Rasen oder Schnee bedeckt ist oder nackt. Eine Rasendecke soll nach H. Becquerel ebensoviel wie 0,5 m Erde schützen. Eine Schneedecke soll nach Wild ebenso grosse schützende Einwirkung ausüben, wie eine dreimal so dicke Sandschicht. Kiefernwald setzt nach Müttrich und Schubert (in Preussen) die Frosttiefe, die für Feldstationen im Mittel 47 cm beträgt, auf 34, Buchenwald auf 38, Fichtenwald nur auf 45 cm herunter.

Die Frosttiefe an demselben Ort kann in verschiedenen Wintern je nach den äusseren Umständen recht verschieden ausfallen. Zu Königsberg dringt der Frost in 8 Wintern von 14 bis zu 63 cm Tiefe (unter nacktem Boden). Diese Tiefe kann demnach etwa gleich der mittleren Frosttiefe gesetzt werden. Tiefer als bis zu 125 cm dringt daselbst nie der Frost (untere Frostgrenze). Für Pawlowsk liegt die untere Frostgrenze bei 160 cm.

In hohen Breiten, wo die Mitteltemperatur des Erdbodens unter 0° C. liegt, ist der Boden in einigen Metern Tiefe immer gefroren und thaut nur an der Oberfläche während des Sommers auf. Die Tiefe, bis zu welcher dies geschieht, hängt von der Dauer und Intensität der Sommerwärme sowie von der Natur des Bodens ab. In sehr grossen Tiefen steigt wiederum die Temperatur, wegen ihrer Zunahme mit der Tiefe, über 0°. Die Bodentemperatur zu Jakutsk in Ostsibirien erreicht in 6,1 m Tiefe —10,2, in 15,2 m —8,3, in 91,4 m Tiefe —3,9 und in 116,4 m Tiefe —3,0° C. Die letzten Ziffern deuten auf eine geothermische Tiefenstufe von etwa 30 m. Danach wäre daselbst in einer Tiefe von etwa 210 m und weiter nach unten der Boden frostfrei.

Die grossen Tundren im Norden von Europa und Asien haben eine Bodentemperatur dieser Art.

V. Die Temperatur der Luft.

Täglicher Gang der Lufttemperatur. Schon oben ist nach Homén ein Beispiel gegeben, wie die Wärme sich von der festen Erdoberfläche in die Luft verbreitet, so dass die Schwankung immer geringer wird, je höher man in der Luft steigt. Diese Ziffern gelten für heitere Tage. An trüben Tagen ist diese Erscheinung sehr abgestumpft, sodass, wenn man Temperaturmittel für längere Zeiten nimmt, der Effekt viel weniger ausgeprägt wird, aber jedenfalls in derselben Richtung liegt, wie für heitere Tage.

Zur Ermittelung der Lufttemperatur muss man Thermometer benutzen, die nicht wegen Strahlung falsche Werte ergeben. Am besten sind die ventilierten Thermometer, wie sie im Assmann'schen Psychrometer verwendet werden, wo die Thermometerkugeln durch doppelte, blanke, röhrenförmige Hüllen (aus Nickelblech) geschützt sind, und ein stetiger Luftstrom zwischen diesen Hüllen und an dem Thermometer vorbei von einem Centrifugalschleuderer, der von einem Uhrwerk getrieben wird, eingesogen wird.

In allen Fällen bringt man das Thermometer an einer beschatteten Stelle an (häufig in einem eigenen Häuschen mit Jalousien, durch welche die Luft streichen kann); zu empfehlen ist auch die Thermometerkugel mit einem stark reflektierenden Metallüberzug (gewöhnlich aus Silber) zu bekleiden.

Als Beispiel des täglichen Ganges der Boden- und Lufttemperatur mögen folgende Daten für Tiflis angeführt werden. a) Bodentemperatur, b) Lufttemperatur (3 m über dem Boden), c) Differenz: Boden-Luft. 1) Winter, 2) Sommer.

	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
1a	0,2	—0,2	—0,5	*—0,8*	3,0	10,3	**13,2**	10,9	4,3	1,9	1,2	0,6	3,7
1b	1,5	1,1	0,8	*0,5*	2,0	4,6	6,6	**7,3**	5,6	3,8	2,7	2,1	3,2

	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11	Mittel
1c	—1,3	—1,3	—1,3	—1,3	5,0	5,7	**6,6**	3,6	—1,3	*—0,9*	—1,5	—1,5	0,5
2a	19,2	18,1	*17,6*	23,1	34,7	45,1	**49,0**	45,4	35,8	26,1	22,3	20,5	29,7
2b	18,9	18,0	*17,5*	19,4	22,4	24,8	26,3	**26,9**	26,3	23,8	21,5	20,1	22,1
2c	0,3	*0,1*	*0,1*	3,7	12,3	20,3	**22,7**	18,5	9,5	2,3	0,8	0,4	7,6

Der Boden ist im Mittel wärmer wie die Luft. Im Sommer ist der Unterschied sehr gross und immer positiv, im Winter ist er geringer und in den Nachtstunden negativ. Die Sonnenstrahlung erwärmt die Erdoberfläche sehr bedeutend, und diese teilt durch Leitung ihre Wärme der anliegenden Luft mit. Sobald aber die Lufttemperatur so hoch gestiegen ist, dass die unteren Luftschichten leichter werden als die oberen, was bei einem Temperaturgefälle nach oben von 0,033° C. pro Meter eintritt (vgl. S. 573), so steigen die erwärmten Luftschichten in die Höhe und geben neuen kühlen Luftmengen Platz. Auf diese Weise kann der Boden eine bedeutend höhere Temperatur als die Luft behalten.

In der Nacht kühlt sich der Boden durch Strahlung ab, und infolgedessen sinkt auch die Temperatur der Luft. Die unteren Luftschichten werden dadurch kälter als die höher liegenden (sogenannte Temperaturinversion). Dadurch wird der Zustand stabiler und der Boden samt der überlagernden Luftschicht kann sich deshalb sehr stark abkühlen. Dass auch in diesem Fall die Abkühlung vom Boden ausgeht, ersieht man daraus, dass im Winter der Boden nachts kälter wird als die Luft. Im Sommer ist der Boden so stark erwärmt, dass bisweilen im Mittel (z. B. zu Tiflis) seine Temperatur auch in den Nachtstunden höher als diejenige der Luft liegt. Das normale Verhalten ist, dass auch im Sommer in der Nacht der Boden kühler wird als die Luft. Beispiele dafür sind in den oben angeführten Daten von Homén zu finden (vgl. Fig. 174).

Die warme Luft bei Tage steigt in immer grössere Höhen und kühlt sich dabei, wie wir unten sehen werden, um etwa 1° pro 100 m ab. Dieses Spiel geht solange vor sich, bis die ganze Luftmasse bis zu einer bestimmten Höhe ein solches Temperaturgefälle zeigt. Dies erstreckt sich im Sommer bis zu bedeutenden Höhen (zwischen 1000 und 2000 m). Zuletzt wird die aufsteigende Luft so stark abgekühlt, dass sie nicht mehr den mitgeführten Wasserdampf in Gasform zu erhalten vermag, es entsteht Kondensation von Wasser in Form von Wolken. Von da ab sinkt das Temperaturgefälle nach oben.

Aus dieser Darstellung geht hervor, dass die tägliche Temperaturschwankung mit steigender Höhe abnehmen muss und dass das Tem-

peraturmaximum oder Minimum daselbst später eintreffen muss, als an der Erdoberfläche. Dieser Schluss scheint in der That berechtigt zu sein, wie die berühmten meteorologischen Beobachtungen auf dem Eiffelturm zeigen, von welchen einige die die Temperatur betreffen in folgender Tabelle wiedergegeben sind.

(1) Winter, 2) Frühling und Herbst, 3) Sommer)

Höhe	2	123	197	302	2	123	147	302 m
	Temperatur				Eintrittszeit			
1) Max.	5,0	4,2	3,6	2,8	2^h *p*	3^h *p*	$3{,}5^h$ *p*	$2{,}5^h$
Min.	0,8	1,3	1,3	1,2	$6{,}5^h$ *a*	$7{,}5^h$ *a*	$7{,}5^h$ *a*	$7{,}5^h$
Diff.	4,2	2,9	2,3	1,6	—	—	—	—
2) Max.	17,6	16,1	15,5	14,9	2^h *p*	3^h *p*	$3{,}5^h$ *p*	3^h *p*
Min.	8,1	9,4	9,5	9,8	5^h *a*	$5{,}5^h$ *a*	$5{,}7^h$ *a*	6^h *a*
Diff.	9,5	6,7	6,0	5,1	—	—	—	—
3) Max.	21,7	20,1	19,4	18,5	2^h *p*	$3{,}5^h$ *p*	$3{,}7^h$ *p*	$3{,}5^h$
Min.	12,6	13,7	13,7	13,5	$4{,}5^h$ *a*	$4{,}5^h$ *a*	$5{,}5^h$ *a*	$4{,}5^h$
Diff.	9,1	6,4	5,7	5,0	—	—	—	—

Ähnliche Messungen mit gleichem Resultat sind in Allahabad (bis zu 51 m Höhe) und auf dem Turm des Strassburger Münsters (136 m Höhe) angestellt worden.

Zu gleichen Schlüssen wird man durch die Beobachtungen von Blue Hill bei Boston in Nordamerika geführt. Die beiden grössten Höhen sind mit Drachen, die registrierende Thermometer führten, erreicht.

Ort	Thal	Blue Hill		Drache	Drache
Höhe . . .	0	50	180	500	1000 m
Schwankung .	11,6	9,9	9,3	2,4	0,17 °C.

Als registrierende Thermometer oder Thermographen benutzt man jetzt gewöhnlich Apparate, die nach demselben Prinzip wie das Bourdonsche Manometer arbeiten. Der wesentliche Teil besteht aus einer dünnwandigen Metallröhre von stark elliptischem Querschnitt, deren Achse zu einem Kreisbogen gekrümmt ist. Die Enden des Rohres sind durch Metallplatten geschlossen. Steigt der Druck in dem Rohre, so nimmt sein Volumen zu, indem sich die Krümmung der Achse vermindert. Wenn das eine Ende des Rohres dabei an einem Rahmen befestigt ist, so bewegt sich das andere und setzt durch Hebelvorrichtungen einen Zeiger in Bewegung. Die Zunahme des Druckes bei steigender

Temperatur erfolgt dadurch, dass das Rohr mit einer Flüssigkeit von grosser Temperaturausdehnung gefüllt ist. Der Zeiger trägt einen Schreibstift, welcher die Temperatur auf einer beweglichen Papierrolle aufzeichnet, deren Achse am Rahmen befestigt ist.

Aus der täglichen Änderung des Luftdruckes auf Höhenstationen konnte Hann die tägliche Temperaturschwankung der Luftsäule zwischen der betreffenden Höhenstation und einer nahe gelegenen Thalstation berechnen. Er fand so die folgenden Temperaturschwankungen:

Mittlere Höhe . .	240	630	840	2000	3200 m
Schwankung . .	3,3	2,2	1,7	1,4	1,0

Der tägliche Gang des Thermometers wird, wie Hann hervorhebt, nicht durch eine einfache Sinuskurve dargestellt. Fig. 175, welche die

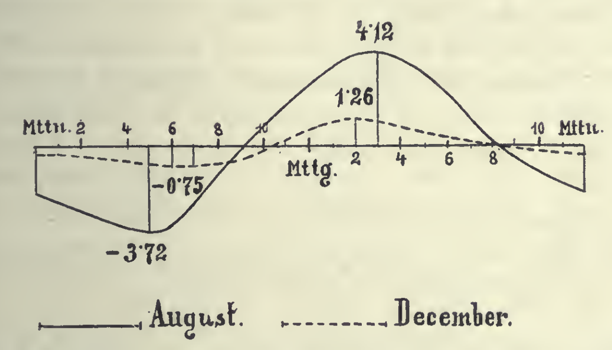


Fig. 175. Täglicher Gang der Temperatur zu Wien im August und Dezember.

mittlere Temperaturvariation zu Wien im Dezember und August darstellt, zeigt dies deutlich, besonders für die Augustkurve. Nachdem die mittlere Tagestemperatur etwa um 8^h *p* erreicht ist, sinkt das Thermometer zufolge der Wärmeausstrahlung fast geradlinig bis etwa zum Sonnenaufgang, 5^h *a* im August, 7^h *a* im Dezember, wo die Kurve ein „Knie“ macht. Die stark wachsende Sonnenstrahlung treibt bald die Temperatur in die Höhe, so dass der Mittelwert um etwa 9^h *a* bezw. $10^h\,30^m$ *a* passiert wird. Die Temperaturzunahme wird jetzt etwas vermindert, und das Temperaturmaximum wird einige Stunden nach Mittag (3^h *p* bezw. 2^h *p*) erreicht, von wo die Kurve wieder zum Mittelwert um 8^h *p* abfällt.

Wie ersichtlich, folgt der Temperaturgang der Sonnenhöhe und zwar ist die Schwankung im allgemeinen um so grösser, je mehr der Sonnen-

stand im Laufe des Tages sich ändert. Man unterscheidet dabei eine periodische tägliche Schwankung, welche aus den Mittelwerten für jede Stunde bestimmt wird, und eine aperiodische Schwankung, welche das für den betreffenden Zeitabschnitt (Monat, Jahreszeit, Jahr) gültige Mittel aus dem Unterschied der Angaben des Maximi- und Minimi-Thermometers für jeden Tag darstellt. Die erstere beruht auf der Sonnenstrahlung, die letztere beruht auf verschiedenen zufälligen Umständen und ist grösser, besonders im Winter oder in polaren Gegenden, überhaupt sobald die Schwankung der Sonnenwirkung gering wird. Als Beispiel möge erwähnt werden:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst
Wien. Period. tägliche Schwankung	2,7	7,2	8,0	5,7
„ Aperiod. „ „	5,2	9,2	9,9	7,6

Die tägliche Amplitude ist von sehr vielen äusseren Umständen abhängig, ausser von der Jahreszeit und der geographischen Breite, auch von den Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnissen, der kontinentalen oder oceanischen Lage, der Bodenbedeckung der Umgebung, der vorherrschenden Richtung und Stärke der Winde und der Konfiguration des Bodens.

Die wichtigsten dieser Faktoren sind die der jährlichen Veränderung, welche für Mitteleuropa (Mittel aus Paris, Bern, Berlin, München und Wien) durch folgende Tabelle dargestellt wird:

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr.
Periodische Tagesschwankung	3,4	4,7	6,6	8,3	**8,9**	8,5	8,8	8,5	8,5	6,0	3,7	*2,8*	6,56

und der Einfluss der geographischen Breite, welcher durch folgende Tabelle versinnlicht werden mag:

Mittlere periodische Tagesschwankung der Temperatur auf dem Festlande.

Ort	Nagpur Jabbalpur	Lahore	Nukuss	Barnaul	Fort Rae	Ssagastyr	Lady Franklinbay
N. Br. .	22,1	31,6	42,5	53,3	62,6	73,4	81,7° C.
Jahr . .	11,7	12,4	11,8	8,1	5,3	2,3	1,4° C.
3 Monate	15,4	15,3	14,5	10,6	8,7	5,6	4,2° C.

Im Gegensatz zu der periodischen jährlichen Temperaturschwankung, welche mit der Breite (auf der nördlichen Halbkugel) stark zunimmt, geht die Tagesschwankung mit steigender Breite stark zurück. Der Grund ist leicht ersichtlich: Orte von hoher Breite haben eine enorme

jährliche Schwankung der Sonnenstrahlung, dagegen eine sehr geringe tägliche Veränderung derselben. Das umgekehrte gilt für die nahe dem Äquator gelegenen Erdteile. In der Nähe des Äquators selbst ändert sich sowohl die tägliche wie die jährliche Temperaturschwankung sehr wenig mit der geographischen Breite, was ja auch natürlich ist, da jene durch ein Maximum, diese durch ein Minimum daselbst hindurchgeht.

Zum Vergleich sind unter den Jahresmitteln die Mittel für diejenigen drei Monate, in welchen die grössten täglichen Temperaturschwankungen vorkommen, aufgeführt. Der Unterschied dieses Mittels gegen das Jahresmittel wird erst für circumpolare Stationen bedeutend. Für dieselben fällt die grösste periodische Tagesschwankung in die Zeit der Frühlingsnachtgleiche.

Der Einfluss der Bewölkung beruht auf der Verminderung sowohl der Einstrahlung bei Tage als auch der Ausstrahlung bei Nacht durch Wolken. Sie vermindert daher die Temperaturextreme. Als Beispiel können folgende Daten für Paris nach Angot angeführt werden:

Bewölkung	0	2	4	6	8	10
Tagesschwankung Dezember . .	6,5°	5,4°	4,4°	3,5°	2,6°	1,8°
„ April . . .	15,5°	13,0°	10,6°	8,4°	6,3°	4,3°

Der Einfluss der Bewölkung zeigt sich auch in der Temperaturschwankung für Mitteleuropa, indem das Maximum der täglichen Schwankung, welches nach dem Sonnenstand im Juni zu erwarten wäre, auf Mai und Juli verschoben ist und im Juni ein sekundäres Minimum auftritt (vgl. oben S. 507).

Bei klarem Himmel und schneebedeckter Erde kann die Temperatur zu abnorm niedrigen Werten sinken. Die Schneedecke isoliert nämlich Wärme sehr gut (vgl. S. 534), sodass die durch Strahlung entstandenen Wärmeverluste nicht durch Zuleitung von Wärme aus der Erde ersetzt werden. Solche Fälle treten häufig im Winter bei Barometermaximis auf (Strahlungswinter). Durch diesen Umstand werden die grössten aperiodischen Schwankungen veranlasst.

Die mehr oder minder kontinentale Lage eines Ortes übt aus leicht ersichtlichen Gründen einen sehr grossen Einfluss auf die tägliche periodische Temperaturschwankung aus. Auf dem Ocean selbst erreicht, wie oben angeführt, die Schwankung nur etwa 1 bis 1,5°, in den Wüsten kann sie bis gegen 20, in seltenen Fällen sogar 30° ausmachen. Zwischen diesen Extremen giebt es alle möglichen Übergänge.

In Thälern, wo die Luft staut, ist die Temperaturschwankung bedeutend grösser als auf Hügeln oder Abhängen, von denen hoch oder niedrig temperierte Luft relativ leicht entfernt wird.

Das Temperaturminimum tritt auf dem Festlande beim Sonnenaufgang ein, etwas früher im Winter, etwas später (0,5 Stunden) im Sommer. Auf dem Meere tritt es bis zu 1,5 Stunden vor Sonnenaufgang ein.

Das Temperaturmaximum fällt auf dem Meer gleich nach Mittag, auf den Kontinenten, wo der Erdboden zu erwärmen ist und Luftströmungen die Temperatur stark erniedrigen, 2 bis 3 Stunden später, bei heiterem Wetter bis 5,5 Stunden später (St. Petersburg).

Die Temperaturschwankung auf Berggipfeln ähnelt derjenigen auf dem Ocean mit relativ geringer Amplitude, Minimum 0,5—1,5 Stunden vor Sonnenaufgang und Maximum gewöhnlich kurz nach Mittag. Die Temperatur der Luft ist hier wie auf dem Ocean sehr wenig von derjenigen der Erdoberfläche abhängig.

Bildung von Temperaturmitteln. Wenn es gilt die jährliche Schwankung der Temperatur zu bestimmen, so vergleicht man die Temperaturen verschiedener Tage miteinander. Dazu muss man den Mittelwert der Temperatur des Tages kennen. Zu diesem Zweck beobachtet man die Temperatur einmal stündlich und nimmt das Mittel aus den im Laufe des Tages beobachteten Werten.

Man kann nun fragen, ob es genügt 24 Ablesungen am Tage zu machen, um ein zuverlässiges Mittel zu erhalten. Eine nähere Untersuchung hat gezeigt, dass dies in der That der Fall ist.

So häufige Beobachtungen werden aber nur an meteorologischen Stationen ersten Ranges gemacht und um ein grösseres Material, als von diesen geliefert wird, zu erhalten, muss man versuchen, einige wenige Zeitpunkte im Laufe des Tages so zu wählen, dass man aus den Ablesungen ein Temperaturmittel des Tages ableiten kann, welches dem wahren Mittelwert so nahe wie möglich kommt.

Die zunehmende Verbreitung der Thermographen erleichtert wohl in hohem Grade die Bestimmung des Temperaturganges zu allen Tageszeiten, jedoch sind kleinere Stationen nicht mit solchen Instrumenten versehen. Wie bei den Barographen, ist der absolute Stand dieser Instrumente wegen ihrer Unstetigkeit häufig mit demjenigen eines guten Normal-Instruments zu vergleichen.

Das einfachste wäre nur einmal täglich abzulesen, z. B. um 8^h Abends, was ziemlich richtige Werte (für Mitteleuropa) geben würde (vgl.

oben S. 547). Genauere Resultate erhält man, wenn man das Mittel aus mehreren, zu bestimmten Zeiten am Tage angestellten, Beobachtungen nimmt. Beobachtungen in der Nacht werden aus Bequemlichkeitsrücksichten vermieden oder durch die Ablesung des Minimumthermometers ersetzt. Die gewöhnlichsten Kombinationen sind die folgenden:

$6^h a$, $2^h p$ und $10^h p$ oder $8^h a$, $2^h p$ und $9^h p$.
$7^h a$, $2^h p$ und $9^h p$ oder $7^h a$, $1^h p$ und $9^h p$.
$7^h a$, $2^h p$, $9^h p$ und $9^h p$ oder $8^h a$, $2^h p$, $10^h p$ und $10^h p$.
$8^h a$, $2^h p$, $8^h p$ und Min. oder $9^h p$, $3^h p$, $9^h p$ und Min.
$9^h a$, $9^h p$, Max. und Min. oder Max. und Min.

Zur Sicherheit vergleicht man die Ergebnisse dieser Beobachtungsmethode an einer naheliegenden grossen meteorologischen Station, die ungefähr gleiche klimatische Bedingungen hat, mit dem wirklichen Tagesmittel und erhält so ein kleines Korrektionsglied, welches man zu den betreffenden Mittelwerten zufügt.

Aus den Tagesmitteln berechnet man nachher Monatsmittel und aus diesen Jahresmittel. Wenn es auf grosse Genauigkeit ankommt, muss man in Rechnung ziehen, dass die bürgerlichen Monate nicht alle gleich lang sind und ihnen ein ihrer Länge proportionales Gewicht bei der Mittelnahme zuerteilen. In den allermeisten Fällen kann man aber diese umständliche Rechnung ohne merklichen Nachteil unterlassen.

Um zuverlässige Tages- und Monatsmittel zu erhalten, genügt es nicht, die Beobachtungen eines einzigen Jahres zusammenzustellen, sondern man muss aus sehr vielen Jahrgängen das Mittel nehmen. Um die Unsicherheit zu schätzen, möge angeführt werden, dass der wahrscheinliche Fehler der 118 jährigen Tagesmittel zu St. Petersburg für Januar 0,47°, für August nur 0,18° erreicht. Die entsprechenden Werte für das hundertjährige Monatsmittel zu Wien belaufen sich für den Winter auf 0,20°, für den Sommer auf 0,10°. Diese Fehler, die von unperiodischen Schwankungen herrühren (und deshalb für die Winterzeit grosse Werte annehmen), sind umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Zahl der zum Mittelnehmen benutzten Jahrgänge. Für das Mittel aus 16 Jahren zu Wien ist das Monatsmittel für den Winter noch mit einem wahrscheinlichen Fehler von 0,5° behaftet.

Man thut deshalb am besten, wenn man nur kurze Beobachtungsperioden zur Verfügung hat, das Resultat derselben mit dem Resultat genau derselben Periode an einer so nahe wie möglich klimatisch und

geographisch ähnlich gelegenen Beobachtungsstation erster Klasse zu vergleichen.

Für tropische Stationen mit ihren sehr regelmässigen meteorologischen Verhältnissen ergiebt eine viel geringere Zahl von Beobachtungen genügend genaue Mittelwerte. So z. B. ist die Veränderlichkeit der Monatsmittel in den Tropen nur 0,3 gegen 2,3 in Nordrussland, 2,1 in Mittelrussland, 2,0 in Nordamerika, 1,6 in den nördlichen Ostalpen, 1,3 in England und Norddeutschland und 1,2 in den Südalpen und Italien. Unter Veränderlichkeit der Monatsmittel versteht man dabei die mittlere Differenz (abgesehen vom Vorzeichen) eines einzelnen Monatsmittels von dem generellen Monatsmittel, welches aus einer längeren Beobachtungsreihe (z. B. von 100 Jahren) hervorgeht. Die genannte Veränderlichkeit ist im Winter ungefähr doppelt so gross wie im Sommer.

Auch die Orte mit oceanischem Klima zeigen geringere Veränderlichkeit als diejenigen mit kontinentalem Klima auf gleicher Breite, wovon die erwähnten Daten einige Beispiele geben.

Der jährliche Gang der Temperatur. Die wirksamsten Faktoren, die den jährlichen Gang der Lufttemperatur bestimmen, sind die Schwankungen der Sonnenstrahlung, welche teils auf der geographischen Breite, teils auf der Bewölkung beruhen, weiter die mehr oder weniger maritime Lage und die Seehöhe.

Nach der geographischen Breite teilt man jede Erdhalbkugel in drei Zonen ein, die tropische, die gemässigte und die kalte. Die erste erstreckt sich vom Äquator zum Wendekreis ($23\frac{1}{2}^0$), die zweite von da bis zum Polarkreis ($66\frac{1}{2}^0$) und die dritte ist vom Polarkreis eingeschlossen.

Der Stand der Sonne ist in diesen drei Zonen sehr verschieden. Am Äquator geht die Sonne zweimal durch den Zenith (zu den Tag- und Nachtgleichszeiten) und zweimal erreicht sie ihren niedrigsten Stand ($66\frac{1}{2}^0$ Höhe) am Himmel (zu den Sonnenwendezeiten). Die Änderung in der Stärke der Sonnenstrahlung ist jedoch sehr gering (etwa 8 Proz., vgl. S. 510). Man hat deshalb daselbst eine sehr geringe Temperaturschwankung mit einer Tendenz zu zwei wenig ausgeprägten Maximis um die Äquinoctialzeiten. Durch Regenzeiten und andere störende klimatische Faktoren kann die genannte Regelmässigkeit verwischt werden, sodass nur ein einziges Wärmemaximum hervortritt.

Nach den Wendekreisen zu nähern sich die beiden Zeiten des Zenithdurchganges der Sonne immer mehr. Die beiden Maxima ver-

chmelzen miteinander. Die Jahresschwankung der Temperatur ist immer ›och sehr gering.

Je nach dem ein doppeltes oder ein einfaches Jahresmaximum vor-ıanden ist, spricht man von äquatorialem bezw. tropischem Typus des Klimas.

In der gemässigten Zone werden die Temperaturschwankungen im ahre immer grösser, je weiter man sich vom Äquator entfernt. Die 'emperaturextreme werden von dem höchsten oder niedrigsten Stande er Sonne bestimmt. In den mittleren Teilen der gemässigten Zone reten wohl charakterisierte Übergangszeiten zwischen der wärmsten ınd der kältesten Jahreszeit auf, sodass man vier Jahreszeiten, Winter, 'rühling, Sommer und Herbst, unterscheiden kann. Zu jeder derselben verden drei Monate gezählt, auf der nördlichen Halbkugel umfasst der Vinter Dezember—Februar, der Sommer Juni—August, auf der süd-ichen Halbkugel ist es umgekehrt.

In der kalten Zone fällt die grösste Winterkälte wegen der langen 'olarnacht und der sehr kurzen Tage nach derselben spät nach der Vintersonnenwende, das Temperaturmaximum liegt im Juli. Der Über-;ang von Winternacht zu Sommertag ist plötzlich und die beiden Über-;angsjahreszeiten Frühling und Herbst verschwinden.

Je nach der Lage der betreffenden Orte zum Meere unterscheidet nan in jeder der genannten Zonen kotinentales und oceanisches Klima nit verschiedenen Übergängen. Das oceanisehe Klima zeichnet sich urch geringe Temperaturschwankung und spätes Eintreten der Tempe-aturmaxima und Minima aus. In der gemässigten Zone erscheinen ieselben 1,5—2 Monate nach den Sonnenwenden bei oceanischem Klima, ei kontinentalem Klima dagegen ist die betreffende Zeit nur 0,8 Monate.

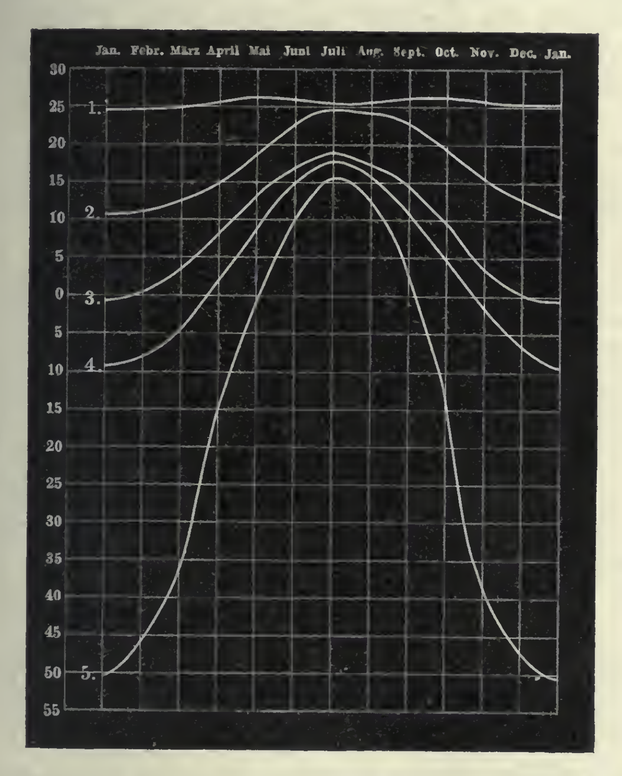
Als Beispiele mögen die Jahresschwankungen an folgenden Orten ngeführt werden.

	Äquatorialer Typus.		Tropischer Typus.		Gemässigter Typus.			
					Subtropisch		Unter 50° n. Br.	
	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontinental	
	Central-afrika	Batavia	Oberägypten	Honolulu	Bagdad	Bermudas	Prag	Kiachta
reite	8,1° N.	6,2° S.	21,9° N.	21,3° N.	33,3° N.	32,3° N.	50,1° N.	50,4° N.
änge	23,6° E.	106,8° E.	31,3° E.	157,9° W.	44,4° E.	64,7° W.	14,4° E.	106,5° E.
löhe (m)	560	7	130	15	12	45	202	770
an.	23,0	*25,3*	*16,3*	*21,1*	*10,5*	16,9	— *1,2*	— *26,6*
'ebr.	25,1	25,4	19,2	21,3	11,7	16,6	0,0	— 20,8
lärz	28,8	25,8	22,8	21,6	16,7	*16,5*	3,2	— 8,4

	Äquatorialer Typus.		Tropischer Typus.		Gemässigter Typus.			
					Subtropisch		Unter 50° n. B	
	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontin.	Insular	Kontinental	
	Central-afrika	Bata-via	Ober-ägypten	Hono-lulu	Bag-dad	Ber-mudas	Prag	Kiacht
April	**29,6**	26,3	27,2	22,7	20,7	18,0	8,5	1,3
Mai	28,7	**26,4**	30,6	23,5	27,8	20,9	13,3	9,3
Juni	27,5	26,0	33,0	24,5	32,0	23,8	17,4	17,3
Juli	25,8	*25,7*	**34,1**	25,1	**33,8**	26,0	**19,3**	**19,1**
Aug.	*24,3*	25,9	33,1	**25,3**	33,7	**26,7**	18,5	16,5
Sept.	25,4	26,3	30,6	25,1	29,8	25,6	14,9	8,9
Okt.	**25,6**	**26,4**	28,4	24,7	24,7	23,0	9,3	0,0
Nov.	24,3	26,1	21,9	23,2	16,7	19,8	3,1	— 11,2
Dez.	*22,7*	25,6	18,2	21,9	11,4	17,6	— 0,4	— 19,3
Jahr	25,9	26,0	26,3	23,3	22,5	20,9	8,8	— 1,2
Jahres-Schwank.	6,9	1,1	17,8	4,2	23,3	10,2	20,5	45,7

	Gemässigter Typus				Polartypus		
	Unter 50° n. Br.		Unter 62° N.		Kontin.	Insular	
	W.-Küste Insular	O.-Küste Insular	Kontin.	Insular	Nord-Grönland	Eismeer bei Franz-Josephs-land	Novaja Zemlja
	Scilly, J.	Sachalin	Ja-kutsk	Thors-havn	Grinnel-land		
Breite	49,9° N.	50,8° N.	62,0° N.	62,0° N.	82° N.	81° N.	72,8° N
Länge	6,3° W.	142,1° E.	129,7° E.	6,7° W.	64° W.	72° E.	56° E.
Höhe (m)	30	55	100	9	—	—	—
Jan.	7,6	*— 18,0*	*— 42,9*	*3,2*	— 38,3	— 30,2	— 17,7
Febr.	*7,6*	— 15,0	— 37,2	3,4	*— 40,7*	*— 32,4*	*— 18,4*
März	7,8	— 9,0	— 23,7	*3,2*	— 33,8	— 27,4	*— 18,4*
April	9,3	— 0,5	— 9,4	5,5	— 25,4	— 21,9	— 13,6
Mai	11,4	5,2	4,6	7,2	— 9,9	— 8,7	— 4,9
Juni	14,4	10,4	14,7	9,7	0,3	— 1,3	1,1
Juli	16,0	15,7	**18,8**	**10,8**	**2,8**	**0,6**	**3,9**
Aug.	**16,2**	**16,8**	15,4	10,7	1,0	— 0,9	3,4
Sept.	14,8	12,0	5,7	9,3	— 9,2	— 6,7	— 0,7
Okt.	12,2	4,2	— 9,0	6,6	— 22,3	— 18,2	— 6,5
Nov.	9,8	— 5,3	— 29,6	4,8	— 30,8	— 25,8	— 14,9
Dez.	8,5	— 13,7	— 40,6	3,4	— 33,2	— 28,1	— 17,3
Jahr	11,3	0,2	— 11,1	6,5	— 20,0	— 16,8	— 8,7
Jahres-Schwank.	8,6	34,8	61,7	7,6	43,5	33,0	22,3

Sehr eigentümlich ist das Klima der Sibirischen Ostküste, welches ;wissermaassen insular ist — z. B. in Bezug auf das späte Eintreten des emperaturmaximums — aber in Bezug auf die niedere Jahrestemperatur ıd die beträchtliche Jahresschwankung sich dem kontinentalen Klima ähert. Dieses Klima, welches für die Ostküsten der nördlichen Breiten ıarakteristisch ist, beruht darauf, dass kalte eisführende Ströme längs



ig. 176. Jährlicher Gang der Temperatur 1) zu St. Anns, Trinidad, 2) zu Palermo, 3) zu Berlin, 4) zu St. Petersburg, 5) zu Werchojansk, Ost-Sibirien.

er Küste verlaufen. Im Winter ist das Meer weit hinaus mit Eis edeckt, was die Wirkung stark herabsetzt, die sich sonst als Mässigung es Klimas und Verspätung des Temperaturminimums zeigt. Der kalte leeresstrom bringt auch die grosse Kälte mit. Im Sommer tritt bei ffenem Meer das Meeresklima in der Verspätung des Temperaturmaxiıums hervor.

Eine graphische Darstellung der Veränderlichkeit der Lufttempeatur mit zunehmender Breite und Kontinentalität giebt Fig. 176. Die

oberste Kurve giebt den Temperaturgang zu S. Anns auf Trinid ($10,2^0$ n. Br. $61,5^0$ w. L. v. Gr.), welches ein ausgeprägtes oceanisch Klima von äquatorialem Typus besitzt. Kurve 2 giebt den Temperatu gang zu Palermo ($38,2^0$ n. Br., $13,3^0$ E. L. v. Gr.) mit einem wenig ausgeprägt insularen Klima subtropischer Natur. Kurve 3 giebt d entsprechende Schwankung für Berlin ($52,5^0$ n. Br., $13,3^0$ E. L.) m einem Mittelding von insularem und kontinentalem Klima. Kurve 4 gi für St. Petersburg ($59,9^0$ n. Br., 30^0 E. L.) mit einem mässig kont nentalen Klima und Kurve 5 für Werchojansk ($67,8^0$ n. Br., $133,8^0$ E. L

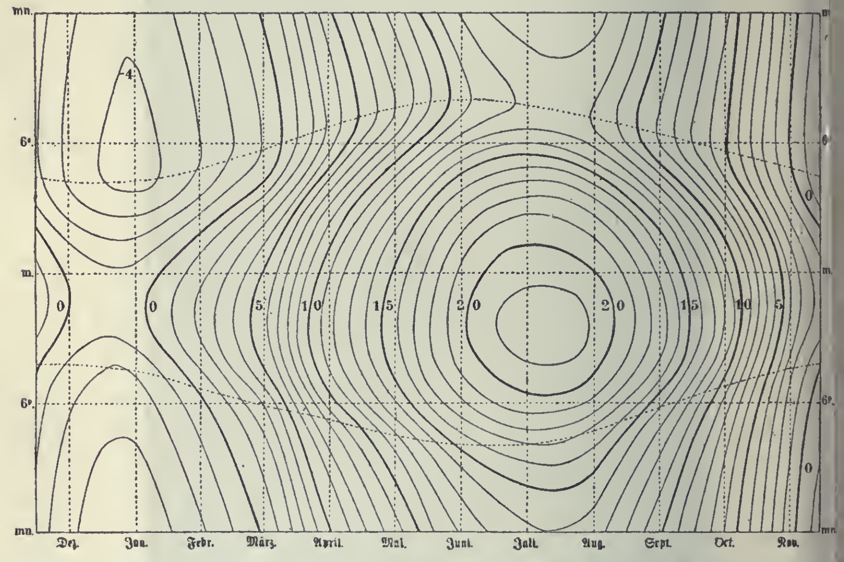


Fig. 177. Temperatur-Isoplethen für München nach Erk.

mit einem excessiven Kontinentalklima der kalten Zone (an der Grenz der gemässigten).

Zur Versinnlichung der Tages- und Jahresschwankungen der Tem- peratur hat Erk Liniensysteme konstruiert, die Thermoisoplethen ge- nannt werden. Fig. 177 giebt die Thermoisoplethen für München wieder Als Abscissenachse ist die Jahreszeit, als Ordinate die Tageszeit ge- wählt. Die Linien verbinden Punkte von gleicher Temperatur. Um z. B. die mittlere Temperatur um $2^h\ 30^m p$ am 16. April zu München zu finden, hat man eine senkrechte Gerade durch den Mittelpunkt zwischen den mit 1. April und 1. Mai bezeichneten Punkten der Abscissenachse zu ziehen. Diese Gerade schneidet eine in der Mitte zwischen den mit

$^h\,p$ und $3^h\,p$ gezogenen horizontale Gerade. Die gesuchte Temperatur ist am Schnittpunkt angegeben (in diesem Fall 11,0° C.).

Die Thermoisoplethen gestatten sehr genau und kompendiös die Temperaturverhältnisse eines Ortes darzustellen.

Verteilung der Temperatur auf der Erdoberfläche. Die ältesten Temperaturmessungen von meteorologischer Bedeutung rühren von der italienischen Accademia del Cimento in Florenz her und datieren aus der Mitte des 17. Jahrhunderts. Von der Mitte des 18. Jahrhunderts an liegen mehrere Reihen von Temperaturbeobachtungen aus den grösseren Städten Europas vor (aus Berlin schon von 1719 an). Sehr förderlich für unsere klimatischen Kenntnisse war die Arbeit der Mannheimer Akademie von 1781 ab, welche ein Beobachtungsnetz mit 37 Stationen in Europa, einer in Grönland und zwei in Nordamerika einrichtete.

Nach dieser Zeit hat im vergangenen Jahrhundert das Beobachtungsmaterial riesig zugenommen. Um dasselbe graphisch darzustellen, zeichnete 1817 Humboldt die erste Isothermenkarte, in welcher Orte mit gleicher Temperatur durch Linien, sogenannte Isothermen, verbunden sind. Die neuesten Isothermen sind von Buchan und Hann gezeichnet. Fig. 178 giebt die Jahresisothermen nach Hann wieder, welche die mittlere Jahrestemperatur repräsentieren.

Da die Temperatur stark mit zunehmender Meereshöhe abnimmt, so wäre es beinahe unmöglich, für ein gebirgiges Land eine Isothermenkarte, ausser in sehr grossem Maassstab, zu zeichnen. Die Isothermen würden daselbst der Hauptsache nach wie die Linien gleicher Seehöhe (Isohypsen) verlaufen und wären demnach wenig über den Temperaturverlauf belehrend. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, korrigiert man die beobachteten Temperaturen so, dass sie für die Seehöhe Null gelten sollen. Dies geschieht dadurch, dass man zur beobachteten Temperatur fünfmal so viele Grad Celsius addiert, wie die Seehöhe des Ortes in Kilometern beträgt. Ist z. B. die beobachtete Temperatur eines 300 m über dem Meere belegenen Ortes 7,2° C., so ist die in die Isothermenkarte einzutragende Temperatur $7{,}2^0 + 5 \cdot 0{,}3 = 8{,}7^0$ C. Es ist dann leicht, aus der Isothermenkarte die wirkliche Temperatur eines Ortes zu ersehen, indem man die Korrektion von der auf der Karte angegebenen Temperatur abzieht.

Bei der Konstruktion der Isothermen empfiehlt es sich, die Temperatur von all zu hoch, besonders auf steileren Erhebungen, gelegenen Orten nicht zu verwenden. Die Gründe dafür werden später gegeben.

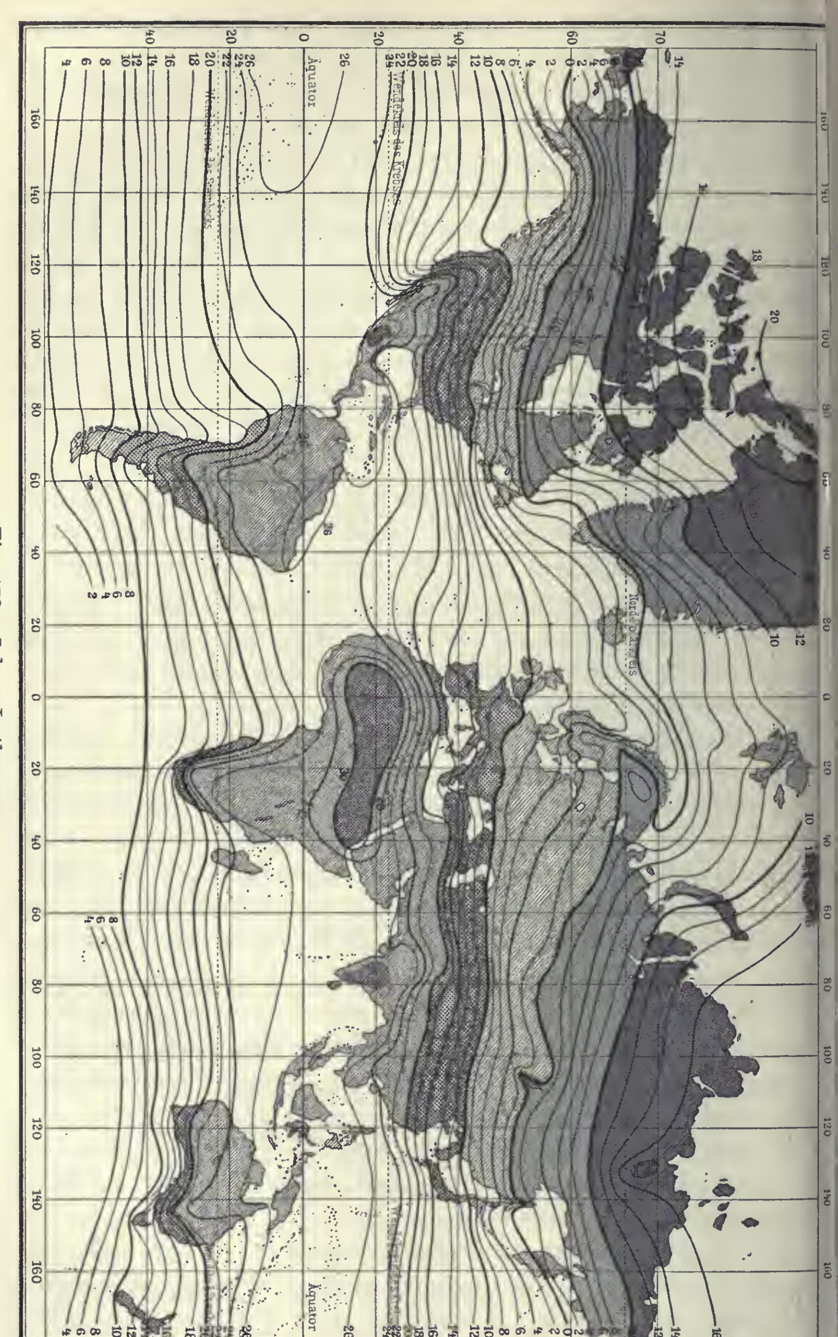


Fig. 178. Jahres-Isothermen.

usserdem dürfen nicht sogenannte Stadttemperaturen mitgenommen erden, da die in der Nähe von Häuserkomplexen beobachteten Tem- ıraturen wegen der Strahlung der Häuserwände nicht unbedeutend ıher sind als die auf freiem Felde aufgezeichneten. Die betreffende ifferenz beträgt beispielsweise für Paris im Mittel 1,1° C. und ist am össten am Abend und am Morgen, beinahe Null zur Mittagszeit.

Um eine Vorstellung von der jährlichen Veränderung der Tempe- ıtur an verschiedenen Orten zu geben, hat man (zuerst Dove 1852) othermenkarten für die verschiedenen Monate des Jahres konstruiert. ie wichtigsten dieser Karten sind diejenigen für die Monate mit extremen emperaturen, nämlich Januar (Wintermitte der nördlichen Halbkugel) ıd Juli (Sommermitte der nördlichen Halbkugel). Die Karten für diese eiden Monate sind in Figg. 179 und 180 nach Hann wiedergegeben.

Diese Karten zeigen besser wie alle Beschreibungen die Wärme- ·rteilung über der Erdoberfläche.

Die auffallendsten Erscheinungen auf der Jahresisothermenkarte nd die folgenden.

In höheren Breiten (über 40° Br.) erhöhen die Meere die mittlere emperatur sehr bedeutend. Dies gilt besonders für die Westküsten der ontinente. In niedrigeren Breiten (besonders auf der südlichen Halb- ugel) erniedrigen dagegen die Meere die Mitteltemperatur.

Auf der nördlichen Halbkugel giebt es zwei Gegenden der grössten älte, sogenannte Kältepole, eine in Ostasien unter dem Polarkreis mit - 17° und eine in Nordgrönland mit — 20° C.

Der Wärmepol liegt in Centralafrika, nördlich vom Äquator mit iner Mitteltemperatur von + 30° C.

Die Januarisothermen verlaufen zum grossen Teil den Küsten nahezu arallel. Besonders verläuft die Nullgrad-Isotherme längs der norwegi- chen Küste hinunter zum Bodensee in nahezu nord-südlicher Richtung nd durchaus nicht parallel mit den Breitekreisen. Einen ähnlichen erlauf hat die Isotherme von — 16° C. in Ostrussland. Der Kältepol in ordostasien (— 48° C.) ist sehr stark ausgeprägt. Auf der südlichen Halb- ugel liegen Wärmecentra über dem südamerikanischen, südafrikanischen nd australischen Kontinente.

Die Juli-Isothermen verlaufen viel mehr parallel den Breitenkreisen. er Einfluss der Küsten auf den Gang der Isothermen macht sich auch ier geltend, indem im Innern der Kontinente auf der nördlichen Halb- ugel Wärmemaxima liegen. (Am stärksten ist diese Eigentümlichkeit ings der Nordküste des Stillen Oceans entwickelt).

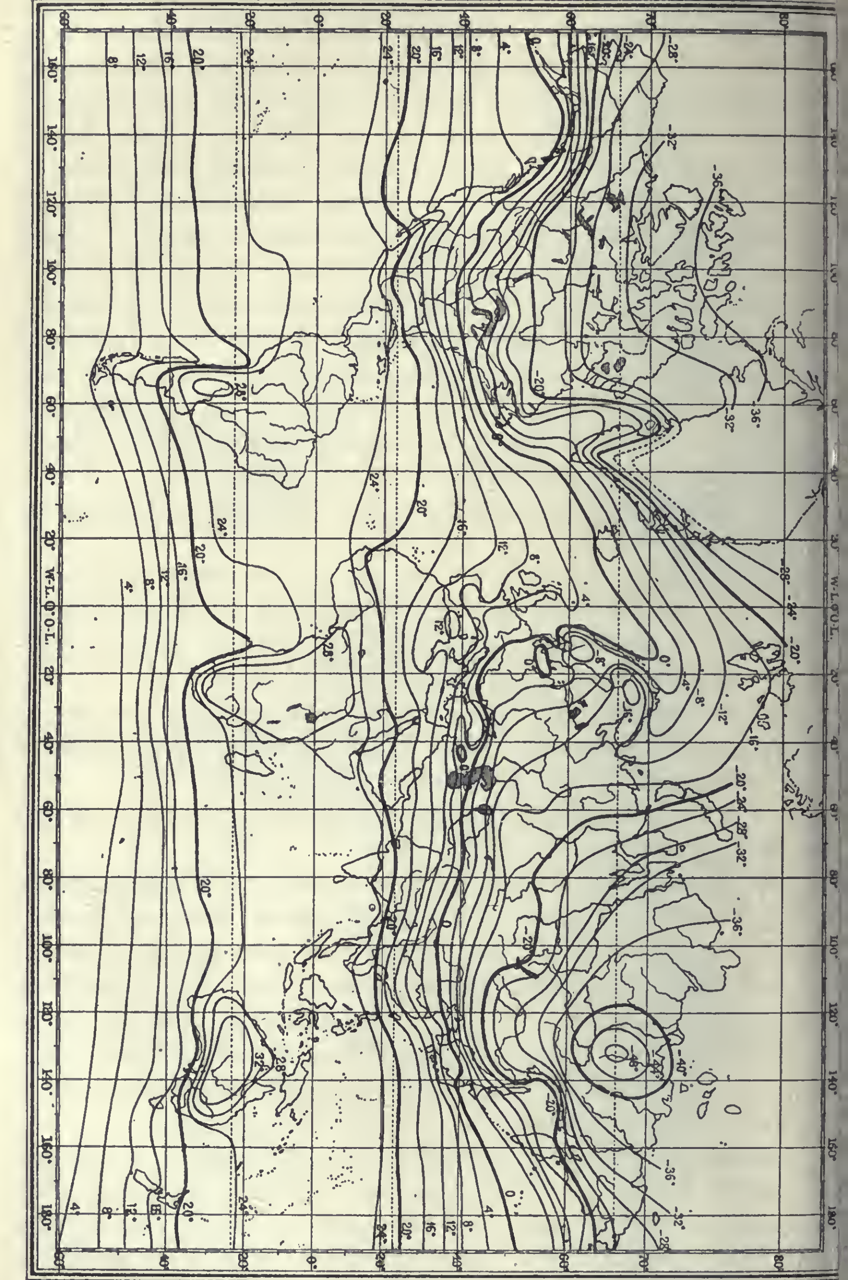


Fig. 179. Januar-Isothermen.



Fig. 180. Juli-Isothermen.

Wie oben erwähnt (S. 512) berechnete Dove die mittlere Tempe ratur für jeden 10. Parallelkreis. In neuerer Zeit haben Spitaler au Hanns Karten und Batchelder aus Buchans Karten ähnliche Be rechnungen abgeleitet. Man kann mit Hilfe dieser Werte die Abweich ung der Temperatur eines gegebenen Ortes von der für seinen Breite grad giltigen Temperatur ermitteln.

Diese Abweichung wird die Temperaturanomalie des betreffende Ortes genannt. Verbindet man nun auf einer Karte Punkte, welch durch gleiche Anomalie charakterisiert sind, so erhält man Linien, di Isanomalen genannt werden. Man hat (Dove 1852) solche für das Jah und für die verschiedenen Monate, besonders Januar und Juli, kon struiert (vgl. Figg. 181—183). Sie sind zur Ermittelung der Tempe ratur eines Ortes sehr bequem.

Figur 181 zeigt die Isanomalenkarte für das ganze Jahr (nac Köppen). Wie man daraus ersieht, kommt die grösste Anomali (+ 12° C.) an der Nordwestküste von Norwegen vor. Ganz Europa (mi Grönland), sowie Vorderasien und Indien und ganz Afrika, ein Stüc längs der südlichen Westküste ausgenommen, sind zu hoch temperier Einen bedeutenden Wärmeüberschuss zeigt auch die Westküste vo Nordamerika. Australien und Südamerika mit Ausnahme der Nord und Westküste zeigen etwas positive Anomalie. Die stärkste negativ Anomalie (— 8° C. in der Nähe des ostasiatischen Kältepoles) komm in Ostasien vor. Der östliche und nördliche Teil von Nordamerika habe auch eine recht grosse negative Anomalie. Kleinere negativ anomal Gebiete liegen an den Westküsten von Südafrika und Südamerika.

Klimaveränderungen. Es ist von vielen Seiten die wichtig Frage, ob das Klima sich mit der Zeit verbessert oder verschlechter hat, diskutiert worden. Leider sind genaue Temperaturmessungen ers seit so kurzer Zeit angestellt worden, dass aus ihnen keine Schlüss für längere Zeit gezogen werden können. Dove schloss aus der Tem peraturreihe für Berlin, dass die mittlere Temperatur um die Mitte de 19. Jahrhunderts nicht 0,01° C. von dem Mittel aus den Beobachtunge seit 1719 abwich. Glaisher glaubte eine allmähliche Zunahme de Temperatur für London nachweisen zu können, sein Resulat scheint nu auf der Ausbreitung der Stadt beruht zu haben. Wild untersuchte di Variation der Temperatur zu Petersburg und fand, dass sie in de Jahren 1752—1879 sich nicht stetig verändert hatte. Dagegen kame abwechselnde kältere und wärmere Zeitabschnitte mit Schwankunge von 1—2° C. in Perioden von etwa 23 Jahren vor.

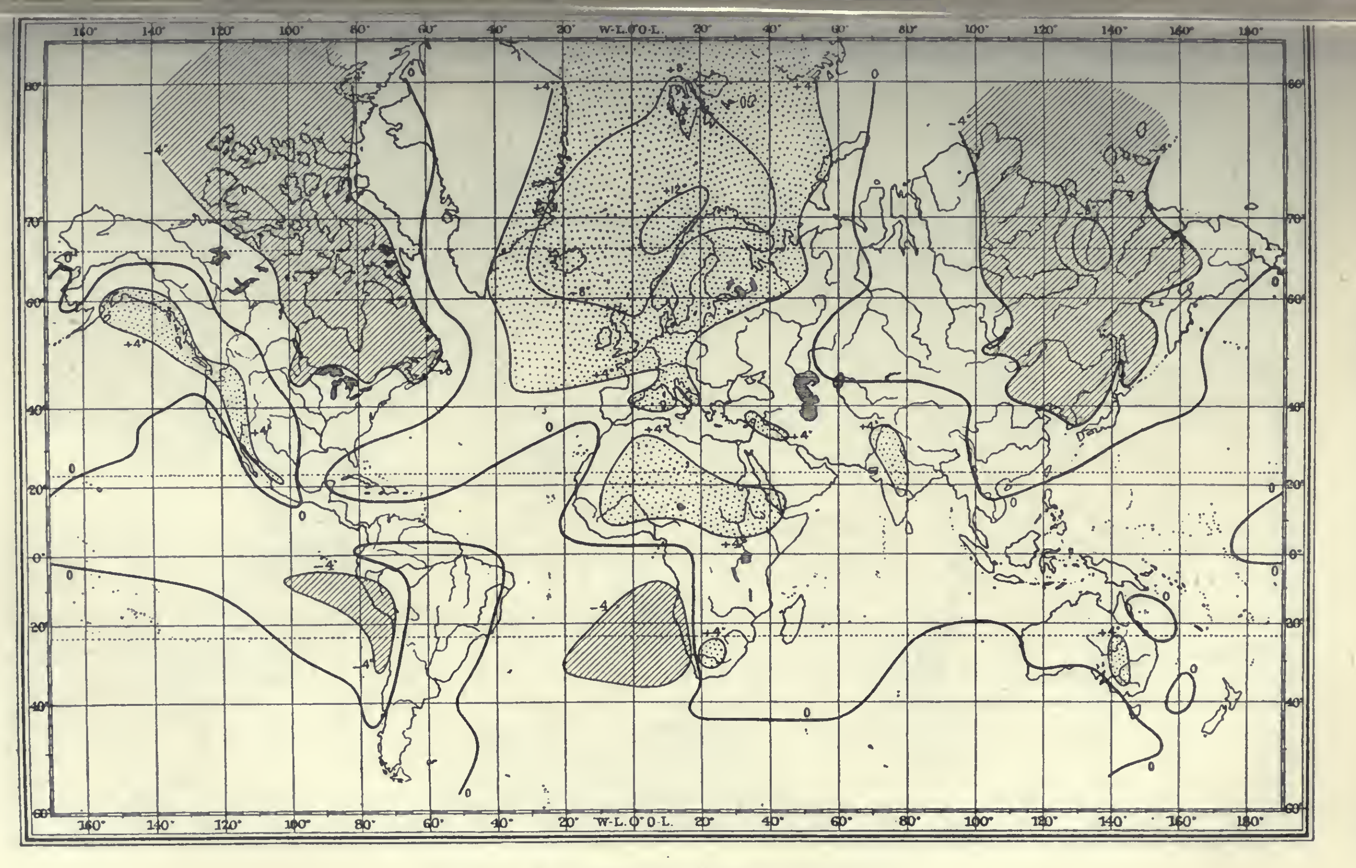


Fig. 181. Temperatur-Isanomalen des Jahres.

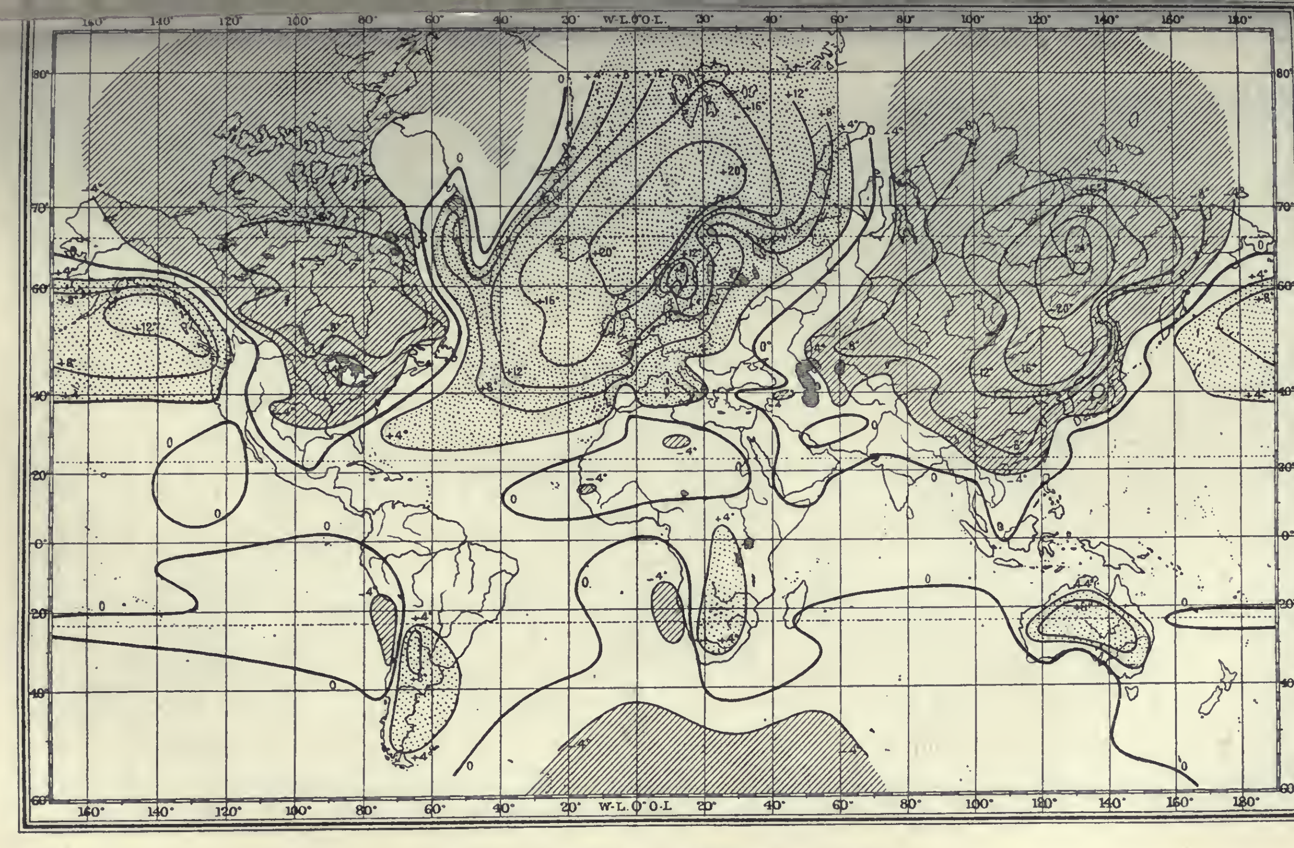


Fig. 182. Temperatur-Isanomalen des Januars.

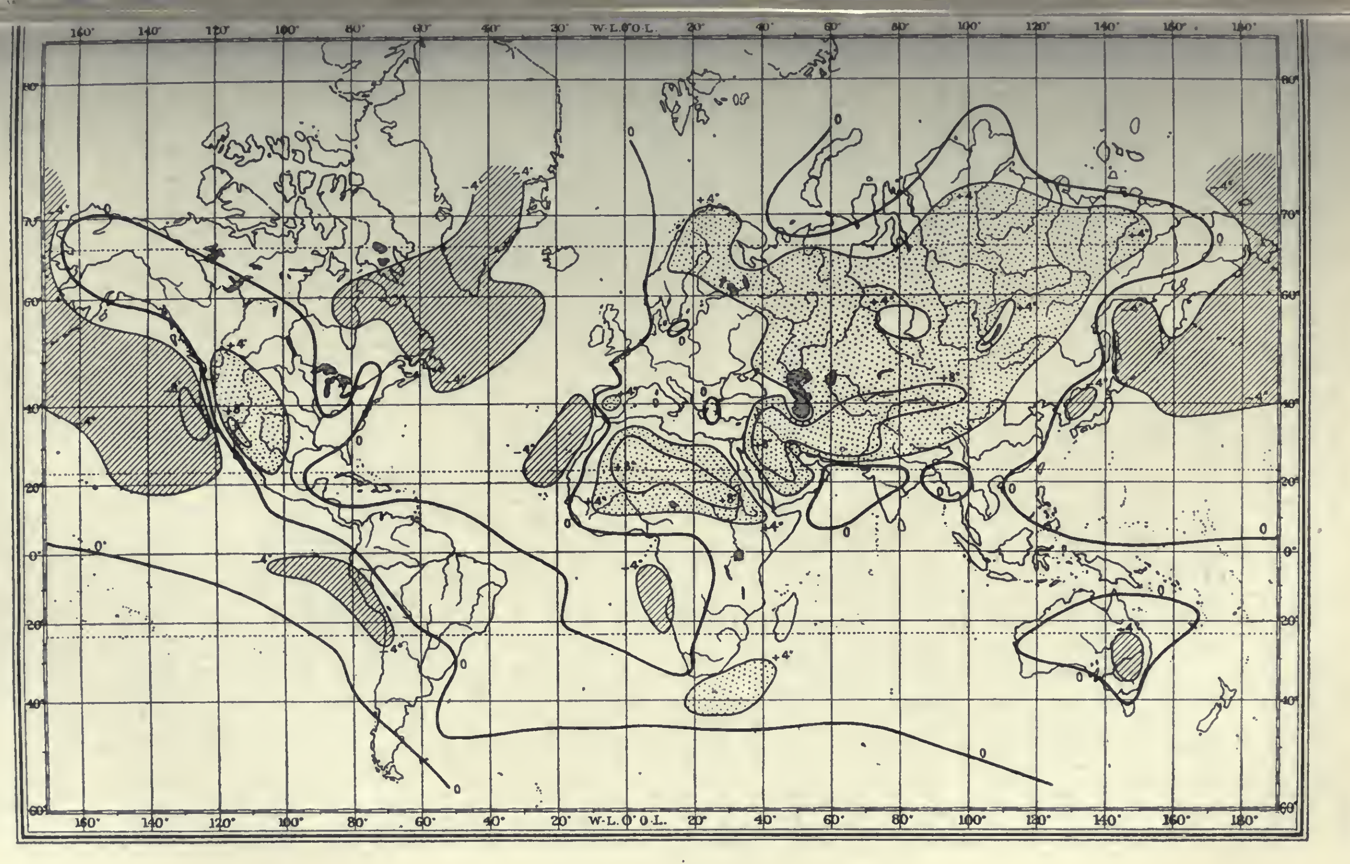


Fig. 183. Temperatur-Isanomalen des Juli.

Zu ähnlichen Schlüssen gelangte Rizzo bei der Diskussion de 138jährigen Temperaturangaben für Turin. Er schloss auf kürzere Pe rioden von etwa 19 Jahren Länge.

Auch die Temperaturaufzeichnungen von Amerika geben kein stetige Veränderung an.

An der anderen Seite giebt Willaume-Jantzen an, dass in de letzten 110 Jahren zu Kopenhagen die Winter etwas milder, die Somme etwas kühler geworden sind. Etwas ähnliches hat Buchan für Schott land gefunden.

In Schweden ist im vergangenen Jahrhundert nach Ekholms Be rechnungen der Januar um etwa 1° wärmer, Juli und August etwa kühler geworden (in Lund um etwa 0,5°), wogegen das Jahresmittel un verändert geblieben ist.

Um Schlüsse betreffs klimatischer Veränderungen von längerer Daue zu ziehen, müssen wir andere Umstände, die mit der Eisbedeckun der Seen, der Dauer der Schneebedeckung, der Ausdehnung der Glet scher, pflanzen- und tiergeographischen Daten zusammenhängen, in Be tracht ziehen.

Zunächst ist es durch die Untersuchungen von Pflanzengeographe (Hedström und Andersson) nachgewiesen, dass in prähistorische aber nicht all zu weit von der unsrigen entfernter Zeit (vor etwa 1000 Jahren) die Haselnuss in Schweden an Stellen vorkam, wo die mittler Temperatur jetzt um etwa 2° C. niedriger ist als an ihren nörd lichsten jetzigen Fundorten. Die Sommertemperatur, welche damals di Nüsse zur Reife brachte, muss deshalb die jetzige Sommertemperatu um etwa 2° C. übertroffen haben. Zu ähnlichen Schlüssen wird ma aus dem prähistorischen Vorkommen der Seenuss (Trapa natans) in Mittel schweden und Südfinnland geführt. Diese Pflanze kommt jetzt nur noc als Relictform in einem See (Immeln) im südlichsten Schweden lebend vo

Aus prähistorischen Funden aus Mitteleuropa, die aus dem pa läolitischen Steinalter stammen, hat Nehring schliessen können, da die damals lebende Fauna einen vollkommenen Steppenhabitus besas Nach diesen Funden, welche etwa vom Ende der grossen Eiszeit (vo etwa 50000 Jahren) herrühren, war das damalige Klima Mitteleuropa nicht nur viel kühler, sondern auch viel trockner (mehr kontinenta wie das jetzige, ungefähr dem jetzigen Klima Sibiriens entsprechend.

Aus Tycho Brahes auf der Insel Hven in Öresund geführtem Tage buch geht es hervor, dass zu seiner Zeit (1582—1597) mehr Schneetag daselbst im Spätwinter vorkamen wie jetzt. So waren damals von de

Tagen mit Niederschlag 75 Proz. im Februar und 63 Proz. im März durch Schneefall gekennzeichnet, während die jetzigen Ziffern 53 bezw. 46 Proz. sind. Der Spätwinter müsste demnach damals kühler als jetzt gewesen sein.

Auf denselben Umstand deuten die Aufzeichnungen der alten Chroniken. Die Ostsee war im Mittelalter mehreremal so stark zugefroren, dass man über sie von Schweden nach den Ostseeprovinzen (1399, 1418, 1423—24, 1426, in den letzten Fällen ritt man auf dem Eis zwischen Danzig und Lübeck, auf welcher Route Herbergen eingerichtet waren, 1459—60 und 1545) oder (1306, 1324, 1453 und 1573) von Dänemark nach Pommern reiten konnte. 1636 war die Ostsee zum letzenmal zwischen Schonen und Bornholm zugefroren.

Sogar die Nordsee zwischen Norwegen und Dänemark war bisweilen im Mittelalter (1048, 1224—25, 1294, 1394, 1399, 1407—8, 1423—24) so stark zugefroren, dass sie befahren werden konnte (im Jahre 1294 ritt man von Norwegen nach Dänemark übers Eis).

Auch von dem Schwarzen Meer erzählen die alten Chroniken, dass es im Mittelalter mehreremal stark eisbedeckt war (so in den Jahren 401, 673, 763 und 800—801); in den Jahren 1608 und 1621 war der Bosporus eisbedeckt, was jetzt nicht mehr vorkommt. Im Jahre 250 lag das Eis auf der Themse 9 Wochen hindurch.

Das Eis des Adriatischen Meeres war im Winter 859—60 befahrbar, im Jahre 1234 konnte das Eis um Venedig mit schweren Fuhrwerken befahren werden. In den Jahren 1216, 1234 und 1334—35 froren Po und andere italienische Flüsse zu.

Alles deutet demnach darauf, dass die Winter, besonders in Nordwesteuropa im Mittelalter kälter waren als jetzt.

Andererseits giebt es auch Anzeichen dafür, dass die Sommer damals wärmer waren als jetzt. Im Mittelalter wurde die Traube in Gegenden von Frankreich (Normandie) und Deutschland (bei Marienburg) und sogar England gebaut und trinkbarer Wein daraus bereitet, wo dies jetzt absolut undenkbar ist. Dieser Umstand ist häufig so gedeutet worden, dass bei den damaligen primitiven Kommunikationen der heimische schlechte Landwein nicht mit dem Import besserer Weine zu konkurrieren hatte und deshalb getrunken wurde. Dagegen möge angeführt werden, dass der Pariser-Wein im Mittelalter am Tisch des Königs von Frankreich getrunken wurde.

Auf Hven fiel zu Tycho Brahes Zeit das Regenmaximum in den Juli, jetzt in den August. Das Gewittermaximum fiel damals in den Juni,

jetzt in den Juli. Beide Erscheinungen sprechen für stärker kontinentales Klima in älteren Zeiten. Der Sommer war also damals ohne Zweifel wärmer. Die mittlere Temperatur war wohl dieselbe wie jetzt, da der letzte Frühlingsfrost und der erste Herbstfrost damals nur um 1 Tag früher als jetzt eintrafen.

Die Temperatur des Februars war dagegen um 1,4° und diejenige des März um 1,0° kälter als jetzt (alles nach Ekholms Berechnungen).

Dufour giebt eine Übersicht über das Datum der Weinlese in einigen schweizerischen Landschaften seit dem 15. Jahrhundert. Aus derselben geht hervor, dass bis zum Ende des 18. Jahrhunderts die mittlere Zeit der Weinlese daselbst immer später gekommen ist. Seitdem ist sie etwas zurückgewandert, ohne jedoch ihren alten Stand wieder zu erreichen. Dufour bemüht sich, zu beweisen, dass bis Ende des 18. Jahrhunderts dieselbe Rebe an denselben Orten gebaut worden ist. Dies deutet auf eine allmähliche Abnahme der Sommerhitze vom Mittelalter bis etwa 1800.

Ferner ist die Waldgrenze auf den Schweizer Bergen zurückgegangen. Nach Dufour findet man hoch (bis mehrere hundert Fuss) über der jetzigen Waldesgrenze alte abgestorbene Stämme und Wurzeln. Man hat dieses Zurückweichen des Waldes als ein Werk der Menschen und der Viehherden, welche ihre Weideplätze oberhalb der Waldgrenze haben, zu erklären versucht. Diese Erklärung passt aber keineswegs auf die Verhältnisse in Nordschweden, wo die Waldgrenze auf den Felsenhöhen seit langer Zeit zurückweicht. Auch das braucht nicht in einem Rückgang der Mitteltemperatur, sondern vielmehr in einer Erniedrigung der Sommertemperatur seinen Grund zu haben. In Nordasien kommen nämlich grosse Waldungen bei viel niedrigerer Mitteltemperatur aber höherer Sommertemperatur vor.

Schliesslich mögen die Verhältnisse in arktischen Gegenden, vornehmlich auf Grönland, angeführt werden. Die blühenden normannischen Kolonien an der Südküste Grönlands wurden durch Eis von der Civilisation abgesperrt und starben gänzlich aus. Daselbst wurde anfangs bedeutende Viehzucht getrieben, die jetzt stark zurückgegangen ist. Erst in neuester Zeit hat man durch energische Versuche Zutritt zu dieser Küste durchs Eis gefunden. Früher unbekannte Eskimostämme wurden dabei entdeckt, aber auch mehrere Ruinen, welche andeuten, dass die Gegend früher viel stärker bebaut war. Auch an der Westküste von Grönland ist die Bevölkerung zurückgegangen. Egede fand da im Jahre 1723 30000 Einwohner, Giesecke 1813 nur 6583.

Nach Hassert's Angaben lebten die Eskimos in alten Zeiten viel nördlicher als jetzt in dem amerikanischen Polar-Archipel und in Grönland, nämlich nördlich vom 75. Breitegrad und bei Kennedy's Kanal zwischen Grantland und Grönland sogar bis zum 82. Breitegrad. Vermutlich war es die Kälte, welche die Eskimos in historischer Zeit nach Süden trieb, wo sie die früher blühenden norwegischen Kolonien zu Grunde richteten. Auch die neusibirischen Inseln waren in alten Zeiten bewohnt.

In Island sind die Wälder und der Ackerbau des Mittelalters verschwunden, die damals reiche, jetzt verarmte Bevölkerung ist auf die Hälfte zurückgegangen. Der kalte Polarstrom mit seinen Eisbergen nahm in den vergangenen Jahrhunderten stark zu (nach Egedes Bericht von 1770—78 nahmen die Eisberge jedes Jahr merklich zu).

Es möge übrigens an das starke Vorschreiten der Gletscher, vornehmlich in Norwegen und arktischen Ländern, erinnert werden und besonders an ihre starke Entwickelung in der Mitte des 18. Jahrhunderts (vgl. S. 397).

Alles das kann so aufgefasst werden, dass hauptsächlich in Nordwesteuropa, aber auch in den anderen westlichen Teilen unseres Weltteils mit der Zeit die Winter milder und feuchter und die Sommer kühler geworden sind. Das Klima ist sozusagen mehr insular geworden als in alten Zeiten. Auf Island und Grönland ist es kälter geworden.

Nach Ekholm beruht diese Klimaänderung teilweise darauf, dass seit etwa 9000 Jahren die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik immer grösser wird. Stünde die Erdachse senkrecht auf der Ekliptik, so würde der Pol gar keine Wärme von der Sonne erhalten, während jetzt eine bestimmte Bodenfläche (mit überlagernder Luft) am Pol etwa 42 Proz. der Wärmemenge erhält, die auf ein gleich grosses Flächenstück am Äquator fällt. Je grösser die Neigung der Ekliptik gegen die Äquatorialebene wird, um so bedeutender wird auch die Sonnenstrahlung gegen den Pol. Dasselbe gilt auch für die polaren Gegenden bis etwa zum 45. Breitegrad. Dagegen erhalten die Äquatorialgegenden bei steigender Neigung der Ekliptik weniger Wärme. Wie leicht ersichtlich, kommt die erhöhte Bestrahlung der cirkumpolaren Gegenden auf das Sommerhalbjahr, während im Gegenteil die Bestrahlung im Winterhalbjahr etwas vermindert wird. Vor 9100 Jahren war nach Ekholms Berechnungen die Temperatur um folgende Anzahl Grade höher als jetzt.

Geogr. Breite	0	30	50	60	70	80	90°
April—Sept.	— 0,2	— 1,2	— 1,0	— 1,1	0,0	0	0° C.
Okt.—März	— 0,2	+ 0,5	+ 1,1	+ 1,4	+ 2,4	+ 3,0	+ 3,2° C.
Jahr	— 0,2	— 0,35	+ 0,05	+ 0,15	+ 1,2	+ 1,5	+ 1,6° C.

Damals ging die Neigung der Erdachse gegen die Ekliptik durch ein Minimum (vgl. S. 275)

Bei erhöhter Neigung der Ekliptik wird also die Temperaturschwankung im Jahr grösser, und in nahe beim Pol gelegenen Gegenden der Sommer wärmer, der Winter kälter. Diese Verhältnisse sind wiederum weniger günstig für die Gletscherbildung.

Diese Ursache kann aber seit dem Mittelalter nicht die oben geschilderten Veränderungen hervorgebracht haben. Sie wirkt viel langsamer, wenn auch in derselben Richtung.

Es ist jedenfalls beruhigend zu wissen, dass die Gletscher in aller jüngster Zeit etwas im Zurückschreiten begriffen sind, was vielleicht auf der stetig wachsenden Kohlenverbrennung beruht (vgl. S. 478). Nähere Untersuchungen über diese äusserst interessanten Fragen werden hoffentlich unsere mangelhaften Kenntnisse derselben ausbauen.

Klimaschwankungen von kurzer Dauer und verschiedenen Periodenlängen sind von vielen Forschern nachgewiesen. Oben ist schon von dem Einfluss der Sonnenfleckenperiode die Rede gewesen (vgl. S. 140).

Eine andere Periode, die viel Interesse auf sich gezogen hat, ist die von Brückner aufgefundene 35jährige. Er zeigte nämlich, dass der Wasserstand im Kaspischen Meere Perioden von 34—36 Jahren Länge hat. Maximalstände des Wassers traten in den Jahren 1847 und 1878 ein. Er untersuchte danach den Wasserstand anderer abflussloser Seen und der Flüsse selbst. Er fand dabei dieselbe Periodizität mit Maxima in den Jahren 1820, 1850 und 1880, dagegen Minima 1795, 1833 und 1863. Auch die Aufzeichnungen über den Niederschlag zeigen trockene Perioden 1831—1840 und 1856—1870, dagegen nasse Perioden 1841—1855 und 1871—1885. Dies gilt für die Binnenländer, für die Küstenstriche ist es umgekehrt.

Auch mit den Barometerständen hat Brückner seine Perioden in Zusammenhang gebracht. Es fällt im allgemeinen bei tiefem Luftdruck reichlicherer Niederschlag als bei hohem. Das Barometer stand über Europa in den Jahren 1830 und 1860 relativ hoch, dagegen relativ niedrig 1841—1855 und 1880. Über dem Atlantischen Ocean waren die Luftdruckverhältnisse umgekehrt.

Die Schwankung der Niederschlagsmenge in den Binnenländern betrug nach dieser Periode nicht weniger als 24 Proz.

Diese Periode tritt auch in den Temperaturaufnahmen hervor. Bei viel Niederschlag (Bewölkung) tritt nämlich niedere Temperatur als Begleiterscheinung auf. Brückner fand folgende mittlere Temperaturabweichungen vom Mittel für die ganze Erde:

1736—40	1746—50	1766—70	1791—92	1811—15
— 0,4°	+ 0,4°	— 0,4°	+ 0,5°	— 0,5°
1821—26	1836—40	1851—55	1866—70	1881—85
+ 0,6°	— 0,4°	+ 0,1°	+ 0,1°	— 0,1°

Auch die Dauer der Eisbedeckung der Flüsse und die Weinlesezeit hat Brückner in seine Untersuchungen einbezogen. Für diese Erscheinungen liegen viel ältere Beobachtungsreihen vor. Er fand aus denselben ebenfalls eine Periodenlänge von etwa 35 Jahren.

Richter hat die Ausdehnung der Alpengletscher nach der Periode von Brückner untersucht und gute Übereinstimmung gefunden. Dieselbe sollte nach allen diesen Daten durch folgende Maximal- und Minimalgebiete charakterisiert sein:

Kalt—feucht	1700	1740	1775	1815	1845	1880
Warm—trocken	1720	1760	1795	1830	1860	1895

Obgleich es sich hier in Bezug auf die Temperatur nur um geringe Differenzen handelt, so sind sie doch von grösster Bedeutung, sobald sie sicher konstatiert werden. Brückners Angabe, dass zuweilen zwei 35-Jahrsperioden ineinander verschmelzen und somit in eine 70jährige Periode übergehen, sowie Richters entsprechende Äusserung, dass manchmal die nach der Periode zu erwartende Änderung der Gletschergrössen nur schwach angedeutet ist, sodass scheinbar eine doppelt so lange Periode daraus hervorgeht, scheinen anzudeuten, dass zur endgültigen Beurteilung der 35jährigen Periode noch viel Material gesammelt werden musste. Hann hat in jüngster Zeit dies gethan, er bestätigte dabei in der Hauptsache Brückners Resultate, die Periodenlänge scheint recht veränderlich zu sein.

Die Ursache dieser Periode ist noch unbekannt, W. Lockyer will eine ähnliche Periode bei den Sonnenflecken gefunden haben.

Eine andere Periode von sehr kurzer Dauer, nämlich eine Abwechselung von lang- und kurzdauernden Wintern alle zwei Jahre hat

Woeikoff nachgewiesen. Folgende Tabelle zeigt die Temperaturschwankungen in den letzten Jahren zu Örebro, Mittelschweden.

Temperatur im Januar zu Örebro.

1859	61	63	65	67	69	71	73	75	77	79	81
+ 0,4	— 8,5	+ 0,7	— 3,2	— 10,7	— 2,3	— 6,2	+ 1,8	— 10,0	— 6,2	— 6,6	— 7,8
1860	62	64	66	68	70	72	74	76	78	80	
— 2,8	— 6,6	— 3,7	+ 1,5	— 5,6	— 1,6	+ 0,1	+ 1,7	— 3,5	— 3,0	— 3,3	
1883	85	87	89	91	93	95	97	99	1901	Mittel	
— 4,7	— 5,5	— 1,7	— 1,2	— 6,5	— 9,1	— 7,3	— 6,1	— 4,9	— 3,8	— 5,0	
1882	84	86	88	90	92	94	96	98	1900	02	Mittel
+ 1,5	— 1,2	— 3,6	— 3,9	+ 0,8	— 6,3	— 1,6	— 3,0	+ 0,6	— 3,8	— 0,5	— 2,2

Obgleich einige Abweichungen vorkommen, ist die beobachtete Regelmässigkeit sehr auffallend. Die meisten ungeraden Jahre haben eine niedrigere Temperatur als das Mittel, — 3,6, die geraden Jahre dagegen eine höhere. Dass diese Regelmässigkeit nicht ganz allgemeiner Natur ist, erhellt daraus, dass zu Stockholm, während in den Jahren 1859 bis 1900 die Januartemperatur der geraden Jahre (4,1), diejenige der ungeraden (2,0) um nicht weniger als 2,1° C. (gegen 2,8 zu Örebro) überstieg, der Unterschied für die Jahre 1799—1828, ebenso wie für die Jahre 1829 bis 1858 in umgekehrter Richtung ausfiel, sodass der Januar in den geraden Jahren um 0,4° höher war (mittlere Temperatur — 4,6 bezw. — 4,3) als in den ungeraden (mittlere Temperatur — 4,2 bezw. — 3,9). Die Einwirkung dieser Periode auf die Schnee- und Eisverhältnisse ist oben berührt worden (vgl. S. 414).

Wie Pettersson nachgewiesen hat, hängt diese Eigentümlichkeit mit einem wechselnden Anschwellen des östlichen, Europas Küste bespülenden, Teiles des Golfstroms zusammen. Wenn der östliche Zweig des Golfstroms stark ist, soll der westliche nach Island und Grönland gehende schwach sein und umgekehrt.

Die inneren Teile Russlands, wie die Landschaft Astrachan, zeigen einen umgekehrten Gang wie die nordwestlichen Teile des Reiches, die sich wie Schweden verhalten. Wir kommen hierauf zurück.

Auf alle Fälle ist die nähere Erforschung und Feststellung ähnlicher Regelmässigkeiten, falls sie auch nur für beschränkte Gebiete zutreffen, von dem grössten Interesse für die Kultur, besonders Ackerbau und Schiffahrt, der betreffenden Landesteile.

Temperaturabnahme nach der Höhe in freier Luft. Wie oben erwähnt, wird die nahe beim Erdboden liegende Luft am Tage,

besonders wenn es heiter ist, stark erwärmt, und zuletzt so stark, dass sie leichter wird als die überlagernden Schichten, wonach eine aufsteigende Luftströmung entsteht. Da nun bei gewöhnlicher Temperatur (12^0 C.) das spezifische Gewicht der Luft bei 760 mm, 0,001236, etwa 11000 mal geringer als dasjenige des Quecksilbers (bei 0^0 13,59) ist, so ist der Druck in 11 m Höhe 759 mm, wenn er am Boden 760 mm ist, d. h. die Dichten verhalten sich wie 759 zu 760, vorausgesetzt, dass die Temperatur an beiden Stellen gleich ist. Erwärmt sich nun bei gleichbleibendem Druck die untere Luft um 1^0 C., so sinkt die Dichte um $^1/_{273}$, damit sie um $^1/_{760}$ sinkt, ist also eine Erwärmung von nur $0,36^0$ nötig. Wenn also die Temperaturabnahme nach oben $0,36^0$ C. auf 11 m erreicht, oder $3,3^0$ pro 100 m, so kippt die Luftsäule um. Beim Aufsteigen der unteren Luft kühlt sie sich um etwa 1^0 pro 100 m ab, wie unten gezeigt werden soll. Falls also unten am Boden bis zu einer unbedeutenden Höhe der Temperaturgradient $3,3^0$ pro 100 m übertrifft und in den überlagernden Schichten 1^0 pro 100 m erreicht, so wird die vom Boden aufsteigende erwärmte Luftmasse beim Aufsteigen überall wärmer ankommen als die da vorbefindliche Luftmasse und infolgedessen kontinuierlich steigen.

Ist das Temperaturgefälle nach oben in den höheren Schichten geringer als 1^0 C. pro 100 m, so erwärmt sich die Luft am Boden so lange, bis das Gefälle bis zu einer gewissen Höhe diesen Wert übertrifft, steigt dann vom Boden auf und erwärmt die obenliegenden Luftschichten, sodass das Temperaturgefälle 1^0 pro 100 m sich etwas höher hinauferstreckt. Neue Wärme wird von der Sonne zum Boden gestrahlt und erhöht das Temperaturgefälle über 1 : 100 und neue Strömungen entstehen in der Luft, welche das Gleichgewicht wieder herzustellen streben und das Temperaturgefälle 1:100 zu immer höheren Luftschichten führen. Nachher kommt eine Abnahme der Sonnenstrahlung, wobei die verschiedenen Luftschichten, besonders in der Nähe der Erdoberfläche, wo die Luft viel Staub und Wasserdampf hält, Wärme gegeneinander, den Erdboden und den Himmelsraum ausstrahlen. Die Temperaturunterschiede gleichen sich aus, das Gefälle sinkt unter 1 : 100. Zuletzt kommt die Nacht, der Boden strahlt Wärme aus und kühlt sich unter die Temperatur der Luft ab. Infolgedessen kehrt sich das Gefälle in der Nähe des Bodens um, aber nur bis zu beschränkter Höhe, weil die abgekühlte Luft am Boden liegen bleibt. (Wenn die Luft durch Winde umgerührt wird, bleibt die Temperaturinversion aus.) Im Sommer wird infolgedessen die Luft jeden Tag etwas höher hinauf erwärmt und man schliesst

aus Beobachtungen bei Ballonfahrten und mit Drachen, dass im Hoch-sommer sich die genannte Erwärmung bis zu Höhen von über 1000 m erstreckt. Bis zu nahezu gleichen Höhen kann in anticyklonischen Gebieten die Temperaturumkehr im Winter sich erstrecken, im Sommer ist die betreffende Höhe nur 200—300 m.

Als Beispiele der Temperaturabnahme bei Tage mit zunehmender Höhe mögen folgende Daten aus Paris (Eiffelturm) und Blue Hill (Drachenbeobachtungen) dienen:

Temperaturabnahme pro 100 m.

	7h a	8	9	10	11	Mittag	1	2	3	4	5	6h p
Eiffelturm zwischen 2 m und 160 m Höhe.												
April—Juli . .	0,68	1,22	1,48	1,62	**1,65**	1,57	1,58	1,50	1,33	1,10	0,90	*0,60*
Feb., März, Aug. Sept.	—	0,53	0,85	1,17	1,24	1,25	**1,32**	1,24	0,95	0,78	*0,50*	—
Okt.—Jan. . .	—	—	—	0,54	0,74	**0,84**	**0,84**	0,71	0,61	*0,33*	—	—
Eiffelturm zwischen 160 m und 302 m.												
Sommerhalbjahr	—	*0,47*	0,70	0,86	0,84	8,88	0,86	0,86	0,88	0,90	**0,92**	0,9
Winterhalbjahr	—	*0,09*	0,22	0,40	0,54	0,65	0,75	0,80	0,83	**0,84**	0,79	0,7

Blue Hill, Vereinigte Staaten, Sommerhalbjahr.

Höhe vom Boden bis	300	460	600	900	1200	1500	1800	2100 m	
Temperaturfall . .	1,35	1,10	0,94	0,82	0,74	0,71	0,70	0,68	°C. pro 100 m

Die grossen Werte in der Nähe des Bodens zeigen, dass starke aufsteigende Luftströmungen vorhanden sein müssen. Schon in einer Höhe zwischen 160 und 302 m verschwinden diese Strömungen meistens; an heiteren Tagen gehen sie viel höher.

Betreffs der nächtlichen Temperaturumkehr mögen folgende Daten ausser den oben (vgl. Fig. 174) nach Homén angeführten, erwähnt werden. Juhlin fand in Upsala bei heiterem Himmel über Schneedecke, in welchem Fall die genannte Erscheinung sehr deutlich hervortritt:

Höhe über der Schneedecke	0	0,03	0,5	7,4 m
Temperatur	—17,7	—15,7	—14,1	—12,2 °C.

Der grösste Teil des Effektes findet sich also in der unmittelbaren Nähe des Bodens vor. Bei Ballonfahrten und auf Türmen hat man Gelegenheit gehabt, die Temperaturzunahme bis zu höheren Luftschichten zu verfolgen. So fand man die Temperatur um 4—5 Uhr Morgens an

der Spitze des Eiffelturms um folgenden Betrag höher als im Parc St. Maur bei Paris (die Höhendifferenz ist etwa 300 m):

Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
0,45	1,1	0,84	1,1	0,87.

Wärmeänderungen mit der Höhe im Gebirge. Ebenso wie in der freien Luft nimmt die Temperatur in Gebirgsländern mit zunehmender Höhe der Beobachtungsstation ab. Diese Thatsache ist so auffallend, dass sie auch den Naturvölkern nicht entgehen konnte. Die Abnahme der wärmeabsorbierenden Bestandteile, Wasserdampf und Kohlensäure, über den hoch gelegenen Orten betrachtet man häufig als den Hauptgrund dafür. Die Hochländer liegen im allgemeinen in der Mitte der Kontinente ziemlich weit vom Meer; es würde deshalb da eine grössere Trockenheit der Luft herrschen, wie in den tiefer gelegenen Flachländern, wenn die Temperatur in beiden Fällen gleich hoch wäre. Infolgedessen würden durch Strahlung grössere Wärmeverluste wie in der Niederung entstehen, aber andererseits müsste der Himmel wolkenfreier sein und deshalb die Sonnenstrahlung effektiver. Es ist, kurz gesagt, schwer, den Anteil des Mangels an Wasserdampf an der niedrigen Temperatur der hoch liegenden Orte zu schätzen. Man kann vielmehr den Satz umkehren und behaupten, dass die Luft über den Bergen weniger Wasserdampf enthält, weil es da kühler ist als in der Ebene.

Auf alle Fälle schützt die Kohlensäure die höher liegenden Stellen weniger als die niedrigeren. Die Wirkung dürfte aber nicht sehr gross sein, vielleicht 1—1,5^0 C. für 1000 m Höhe.

Die wichtigste Rolle bei der Abkühlung höher gelegener Orte spielt ohne Zweifel die Luftzirkulation. Wenn diese so kräftig wäre, dass sie die Erscheinung allein beherrschte, so würde die Temperaturabnahme 1^0 C. pro 100 m betragen. Dieser Wert wird in der Natur nie erreicht, aber je isolierter die Bergspitzen heraufragen, desto mehr nähert sich der beobachtete Wert diesem theoretischen.

Wegen der Temperaturumkehrung im Winter bei anticyklonaler Luftverteilung kann, wie oben gesagt, bisweilen die Abnahme der Temperatur in einer Zunahme mit steigender Höhe verwandelt werden. Dieser Fall tritt besonders häufig in den Alpen und speziell in Kärnthen ein bis zu einer Höhe von etwa 1000 m, wie folgende Tabelle zeigt:

Temperatur in den Karawanken Süd-Kärnthens.

	Klagenfurt	Eisenkappel	U. Schäffleralp	Obir I	Obirgipf
Höhe m . . .	490	560	1063	1230	2140
Januar	— 6,2	— 5,2	— 3,6	— 4,3	— 6,8
Winter	— 4,6	— 3,9	— 3,1	— 3,8	— 6,5

Die Temperaturumkehr hängt von der starken Abkühlung de Schneeoberfläche in abgeschlossenen Thälern ab. Im allgemeinen is die Temperaturabnahme nach oben am geringsten im Winter und an grössten im Sommer. Diese Abnahme kann im Sommer unter günstige Umständen 0,70°, ja sogar 0,80° pro 100 m erreichen. Je geringer di Neigung der Gebirgsabhänge ist, um so niedriger fällt auch im allgemeine die Temperaturabnahme aus. So sinkt sie für die Rauhe Alp, die al ein Plateauland zu bezeichnen ist, auf 0,25 im Dezember (Min.) un 0,59 im Mai (Max.) mit einem Mittelwert von 0,44° pro 100 m, und i einem Passübergang im Kaukasus, wobei nur Thalstationen mitgezähl sind, auf 0,31 im Januar (Min.) und 0,56 im Juli (Max.) mit einen Mittelwert 0,45° pro 100 m. Damit mögen die freiliegenden Berge Bc Nevis in Schottland mit den Werten 0,59 (Jan.) bis 0,76 (April), Mitte 0,67, und Hoher Sonnblick in den Tauern mit den Extremwerten 0,5 (Jan.) und 0,75 (Juni) sowie dem Mittel 0,65 fürs Jahr vergliche werden.

Den jährlichen Gang dieser Temperaturabnahme zeigt folgend Tabelle.

Temperaturabnahme in °C. pro 100 m Höhe in verschiedenen Jahreszeiten.

1) Harz, 2) Westalpen Hochgebirge, 3) Sonnblick, 4) Aetna.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	0,41	0,52	0,63	0,69	**0,70**	0,69	0,68	0,67	0,62	0,52	0,42	*0,37*	0,58
2)	0,45	0,53	0,62	0,64	0,66	**0,67**	**0,67**	0,64	0,60	0,56	0,51	*0,44*	0,59
3)	*0,55*	0,60	0,63	0,69	0,74	**0,75**	0,73	0,72	0,67	0,60	0,57	*0,55*	0,65
4)	0,59	*0,58*	0,58	0,61	0,63	0,65	**0,65**	0,64	0,64	0,63	0,62	0,61	0,61

Es liegt in der Natur der Sache, dass die Abnahme bei windigen Wetter grösser wird, als bei windstillem. Ferner ist sie geringer be heiterem als bei trübem Wetter, etwa im Verhältnis 2:3. Besonder gross ist dieser Unterschied im Winter. Dieser Umstand scheint darau hinzudeuten, dass die starke Ausstrahlung bei geringem Wasserdampfgehalt der Luft wenig zur Kälte der höheren Luftschichten beiträgt.

Der tägliche Gang der Temperaturabnahme nach der Höhe zeigt benfalls ein sehr ausgeprägtes Minimum zur kältesten und ein Maxinum zur wärmsten Tageszeit, wie folgende Tabelle für die Höhe zwischen Kolm Saigurn (1600 m) und Sonnblickgipfel (3106 m) andeutet.

	Mittel	2	4	6	8	10	Mittag	2	4	6	8	10	Mittel
Vinter	0,50	0,49	0,49	*0,49*	0,50	0,60	**0,66**	0,59	0,54	0,52	0,51	0,50	0,53
ommer	0,64	0,62	*0,60*	0,69	0,81	0,87	**0,89**	0,88	0,82	0,73	0,68	0,65	0,74
ahr	0,56	0,55	*0,54*	0,57	0,65	0,74	**0,79**	0,75	0,68	0,61	0,58	0,57	0,63

Daher ist die tägliche Schwankung der Temperatur bedeutend geinger auf höher als auf niedriger gelegenen Orten, wie schon oben erähnt ist (vgl. S. 549).

In derselben Weise nimmt die Jahresschwankung der Tempeatur mit steigender Höhe des Beobachtungsortes ab. In den äquaorialen Gegenden, wo schon im Meeresniveau die Schwankung sehr nbedeutend ist, ist in den Bergen die Höhe der Schneegrenze das ganze ahr konstant, woraus hervorgeht, dass die Temperaturschwankung im ahr daselbst verschwindend gering ist. In den aussertropischen Gegenen beobachtet man auch auf den höchsten Bergstationen einen ausepräglen jährlichen Temperaturgang, obgleich er viel geringer ist als n tiefer liegenden Stellen. So ist in den Tauern die Schwankung: in ell am See (750 m) 22,0°, auf Schmittenhöhe (1940 m) 16,1°, auf onnblick (3106 m) 14,0°. Mit der Höhe verlangsamt sich die Abnahme. asselbe gilt für die nordschweizerischen Stationen: Altstätten (460 m) 9,4°, Trogen (880 m) 17,1°, Gäbris (1250 m) 15,5°, Rigikulm (1790 m) 4,5° und Säntis (2465 m) 14,1°.

Schon an der Spitze des Eiffelturms (300 m) ist die Jahreschwankung der Temperatur um 1° niedriger als an der Erdoberfläche.

Die adiabatische Volumsänderung der Luft. Unter diesem amen versteht man eine Volumsänderung, die ohne Wärmezufuhr on aussen stattfindet. Wenn im allgemeinen zu der Luftmasse $I = 28{,}9$ g (= 1 Grammolekel, da das mittlere Molekulargewicht er Luft 28,9 beträgt) die Wärmemenge dQ zugeführt wird, so wird ieselbe teils zur Erhöhung der Temperatur der Luftmasse um dt^0 C., eils auch zu äusserer Arbeit durch Volumsänderung (um dv cm³) verraucht. Die erstgenannte Wärmemenge hat den Wert $Mc_v\,dt$, worin c_v die pezifische Wärme der Luft bei konstantem Volumen, also 0,17 bedeutet. ie Arbeitsmenge wird durch den Ausdruck $p\,dv$ dargestellt, worin p en Druck in g pr. cm² angiebt. $p\,dv$ ist dann in g·cm gemessen;

um diesen Ausdruck in cal. umzurechnen, muss man durch da mechanische Wärmeäquivalent J ($J = 1$ cal. : g cm $= 42600$) dividieren. Wir erhalten auf diese Weise für die adiabatische Volumsänderung, bei welcher $dQ = 0$ ist:

$$dQ = 0 = Mc_v\, dt + \frac{1}{J}\, p\, dv.$$

Nun ist nach den Gasgesetzen:

$$pv = RT,$$

worin T die absolute Temperatur darstellt. Die konstante Grösse R wird folgendermaassen bestimmt. Bei 0° C. ($T = 273$) und 760 mm. Barometerdruck ($p = 1033$ g pr. cm²) ist das Volumen von 28,9 g Luft $v = 28{,}9 : 0{,}001293$, da das spezifische Gewicht der Luft bei 0° C. und 760 mm nach Regnault 0,001293 (verglichen mit Wasser bei 4° C als Einheit) beträgt. Aus diesen Ziffern geht $R = 1033 \cdot 28{,}9 : 273$: $0{,}001293 = 84570$ g · cm pr. °C. und $\frac{R}{J} = 1{,}985$ cal. pro °C. hervor.

Aus dem letzten Ausdruck erhalten wir, da $dt = dT$:

$$p\, dv + v dp = R\, dt,$$

woraus folgt:

$$Mc_v\, dt + \frac{R}{J}\, dt - \frac{1}{J}\, v\, dp = 0,$$

oder:

$$\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right) dt = \frac{RT}{Jp}\, dp.$$

Hieraus erhält man:

$$\frac{dp}{p} = 3{,}475 \frac{dT}{T}.$$

Nach neueren Untersuchungen von Lummer und Pringsheim ist die Konstante in obenstehender Formel 3,484. Sie fanden nämlich für den Ausdruck $\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right) : Mc_v = c_p : c_v$ bei 10° C. den Wert 1,4025, woraus $\left(Mc_v + \frac{R}{J}\right) : \left(\frac{R}{J}\right) = 3{,}484$ hervorgeht. Wir wollen im folgenden diesen Wert benutzen.

Andererseits nimmt der Druck nach unten zu, und zwar ist die Zunahme pro cm gleich dem Gewicht von 1 cm³. Wenn M das mittlere Molekulargewicht (28,9) der Luft darstellt und v wie gewöhnlich das Volumen (in cm³) ist, in welchem M gm Luft sich befinden, so ist das Gewicht von 1 cm³ Luft $M:v$. Folglich wird die Druckzunahme pro Centimeter:

$$\frac{dp}{dh} = -\frac{M}{v}$$

Das Minuszeichen soll andeuten, dass der Druck mit steigender Höhe (zunehmendem h) abnimmt. Durch Einführung von:

$$pv = RT$$

erhält man:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT}\,dh.$$

Setzen wir diesen Wert von $\frac{dp}{p}$ gleich dem oben erhaltenen, so finden wir:

$$dt = -\frac{1}{3{,}484}\,\frac{M}{R}\,dh = -\frac{28{,}9}{3{,}484 . 84570}\,dh = -0{,}000098\,dh.$$

Hier ist dh in cm ausgedrückt, die adiabatische Temperaturabnahme mit der Höhe ist folglich 0,98° C. pro 100 m.

Wir ersehen aus der letzten Formel, dass die Wärmeabnahme mit steigender Höhe dem Molekulargewicht direkt und der molekularen spezifischen Wärme bei konstantem Druck Mc_p umgekehrt proportional ist.

Wie wir oben gesehen haben, ist die Zusammensetzung der Atmosphäre bis zu den bisher untersuchten grössten Höhen unveränderlich, d. h. das mittlere Molekulargewicht M ändert sich, so viel wir wissen, nicht merklich mit der Höhe. Aus unten näher ausgeführten theoretischen Gründen ist es zwar denkbar, dass in den allerhöchsten Luftschichten M etwas abnimmt, aber diese Abnahme hat wahrscheinlich keine praktische Bedeutung.

Einen ebenfalls sehr wenig merklichen Einfluss wird der Umstand ausüben, dass nach Le Chatelier der Wert von Mc_p für die atmosphärischen Gase (Stickstoff und Sauerstoff) mit der absoluten Temperatur (T) nach folgender Formel zunimmt:

$$Mc_p = 6{,}6 + 0{,}001\,T.$$

Infolgedessen sollte die Temperaturabnahme auf 10000 m Höh ($t = -54^0$ C.) 0,99° C., auf 20000 m Höhe ($t = -144^0$ C. etwa) 1° C pro 100 m sein. Auch noch bei der absoluten Temperatur 0, welche i der Atmosphäre nie erreicht werden kann, würde das adiabatisch Temperaturgefälle nur 1,02° C. pro 100 m erreichen.

Dies gilt für trockene Luft, es müsste infolgedessen in den höch sten Luftschichten, wo kein Wasserdampf in nennenswerter Meng vorkommt, die Temperatur um etwa 1° C. bei 100 m Steigung abnehmen falls nicht eine Wärmezufuhr durch Strahlung (und Leitung) von de Erde und von der Sonne oder zum leeren Raum stattfände. Diese Be dingung ist am ehesten in mittleren Luftschichten erfüllt. Auch zeige die Beobachtungen bei Ballonfahrten die grösste Übereinstimmun mit den oben ausgeführten Berechnungen in den höchsten zugäng lichen Luftschichten.

Höhe der Atmosphäre. Dass die Temperatur der Luft nicht bi in die höchsten Schichten im selben Verhältnis abnehmen kann, ersieh man daraus, dass danach eine Temperatur von — 273° C. in einer Höh von etwa 30 km herrschen würde. Damit wäre also eine Grenze de Atmosphäre gesetzt, welche nicht mit unseren anderen Beobachtunge übereinstimmt. Die Meteore leuchten in den meisten Fällen bei etw 110 km Höhe auf, einige in 150 km Höhe. Nach den Berechnunge von v. Niessl leuchtete das Meteor vom 5. September 1868 sogar in eine Höhe von 780 km auf. Danach muss noch in solchen Höhen eine At mosphäre vorhanden sein, die dicht genug ist, um ein Projektil durcl Reibung zum Glühen zu bringen.

Zu Höhen weit über 30 km führen uns auch die Beobachtunge über die Dämmerungserscheinungen, wie wir unten sehen werden Schmid in Athen fand auf diese Weise 74 km Höhe für die höchste Licht reflektierenden Luftschichten.

Dasselbe gilt auch für die sogenannten leuchtenden Wolken, welch besonders Jesse beobachtet hat. Jesse fand ihre Höhe 70—83 km Mohn sogar 100—140 km (die letzten Werte sind etwas unsicher).

Zu noch höheren Werten gelangt man aus den Beobachtungen übe die Höhe der Nordlichter. Die Mehrzahl der Beobachtungen ergab bis her Höhen zwischen 100 und 200 km. Gyllenskiöld giebt als Mittel wert 110 km. Mehrere Beobachter fanden über 200 km (Bravais 227 km, Ekama 210 km). Die neuerdings ausgeführten Messungen der dänischen Nordlichtexpedition nach Island 1899 — 1900 führten

lle zu enormen Höhen (400 km), wobei jedoch nur die Höhen der re-ıtiv ruhigen Nordlichtbogen bestimmt wurden.

Bei der Mondfinsternis vom 28. Januar 1888 beobachtete Boed-icker eine Abnahme des Mondlichtes 3 Minuten vor dem Eintritt es Mondes in den Schatten des festen Erdkörpers. Man nimmt deshalb n, dass diese Abnahme von einer Schattenwirkung der Atmosphäre errührte, welcher demnach eine Höhe von wenigstens 300 km zuge-chrieben werden müsste. Diese Bestimmung scheint unsicher.

Nach allen diesen übereinstimmenden Anzeichen müssen wir an-ehmen, dass die Temperaturabnahme in den höchsten Schichten keines-egs nach der adiabatischen Gleichung vor sich gehen kann. Dies wird ehr leicht durch die Wärmeabsorption der Sonnenstrahlen und die trahlung zum leeren Raum von diesen höchsten Schichten verständlich.)ie magnetischen Erscheinungen deuten darauf hin, dass in den höheren uftschichten tägliche Bewegungen stattfinden, die auf einen solchen Värmeaustausch hinweisen.

Ausdehnung feuchter Luft. Wenn Feuchtigkeit in der uft vorhanden ist, so ist ihre Menge jedenfalls gegen diejenige der uft sehr gering. Denn in gesättigter Luft verhält sich die Menge des Vasserdampfes (in Grammolekeln gerechnet) zu derjenigen der Luft ie der Partialdruck (f) des gesättigten Wasserdampfes zu demjenigen (p) er Luft. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse on f und das entsprechende Gewicht des Wasserdampfs pro m³ bei erschiedenen Temperaturen.

Temp.	Max. Druck	Gewicht g pro m³	$\frac{1000\,f}{760}$
— 25° C.	0,50 mm	0,58	0,66
— 20	0,81	0,93	1,06
— 15	1,28	1,43	1,69
— 10	2,00	2,20	2,63
— 5	3,07	3,31	4,05
0	4,60	4,88	6,05
5	6,58	6,85	8,56
10	9,14	9,34	12,04
15	12,67	12,74	16,67
20	17,36	17,15	22,84
25	23,52	22,84	30,95
30	31,51	30,09	41,47.

Auch bei den höchsten in der freien Natur normal vorkommenden Temperaturen erreicht der Wasserdampf, auch wenn er gesättigt ist, nicht mehr als etwa 4 Prozent des Luftdruckes, im Mittel dürfte er (an der Erdoberfläche) ungefähr ein Prozent ausmachen. Es kann demnach in der obenstehenden Formel ohne merklichen Fehler so gerechnet werden, als gälte die molekulare spezifische Wärme $Mc_v = 4{,}9$ im Mittel für Luft und Wasserdampf (sonst ist für Wasserdampf Mc_v etwas höher, nämlich 6,65).

Ganz anders erscheinen die Verhältnisse, sobald die Luft so stark abgekühlt wird, dass Wasser in tropfbarer oder fester Form ausgeschieden wird. Nehmen wir an, die latente Wärme pro Grammolekül (auch „Mol" genannt) sei W, und es mögen bei der Abkühlung aus 1 Mol Luft, welche x Mol Wasserdampf enthält, dx Mol ausgeschieden werden, so gilt:

$$x = \frac{f}{p} \text{ und } \frac{dx}{x} = \frac{df}{f} - \frac{dp}{p}.$$

Weiter wird die zugeführte Wärmemenge (vgl. S. 578):

$$dQ = -Wdx = Mc_v dt + \frac{p\,dv}{J} = Mc_p dt - \frac{RT}{J}\frac{dp}{p}.$$

Durch Einführen der oben gefundenen Relation für dx wird dies:

$$-Wx\left(\frac{df}{f} - \frac{dp}{p}\right) = Mc_p dt - \frac{RT}{J}\frac{dp}{p}$$

$$\left(Wx\frac{df}{fdt} + Mc_p\right)dt = \left(Wx + \frac{RT}{J}\right)\frac{dp}{p}.$$

Für $\frac{df}{fdt}$ kann man nach der van'tHoff'schen Umgestaltung der Clapeyron'schen Formel $\frac{W}{1{,}985\,T^2}$ schreiben, wonach:

$$\left(\frac{W^2}{1{,}985\,T^2}\cdot x + Mc_p\right)dt = \left(Wx + \frac{RT}{J}\right)\frac{dp}{p}.$$

Diese Differentialgleichung ist nicht direkt integrabel, weil x eine ganz komplizierte Funktion von T ist. Man kann aber ohne weiteres daraus dt/dp berechnen. Man kann auch $\frac{Wx}{T}$ und $\frac{W^2 x}{1{,}985\,T^2}$ für

mässige Intervalle als nahezu konstant annehmen. Nennen wir diese Konstanten A und B, so wird:

$$\left(B + Mc_p\right)\frac{dt}{T} = \left(A + \frac{R}{J}\right)\frac{dp}{p}$$

und durch Einführung der Werte $\frac{R}{J} = 1{,}985$; $Mc_p = 6{,}9$ (für Luft):

$$\log \frac{T_1}{T_0} = \frac{A + 1{,}985}{B + 6{,}9} \log \frac{p_1}{p_0}.$$

In diese Formel ist der Wert von W, das heisst die Verdampfungswärme von Wasser, oder unter Null diejenige von Eis, einzuführen. Für diese Grösse gelten folgende Formeln:

$$W = 18\,(596{,}7 - 0{,}57\,t)$$

$$W_1 = 18\,(676{,}4 - 0{,}095\,t).$$

W ist für Wasser, W_1 für Eis giltig. Die Formeln sind auf die experimentellen Bestimmungen von Regnault und Dieterici, Bunsen und Pettersson gegründet.

Als Beispiel wollen wir den Fall berechnen, dass $t = 15$ oder $T = 288$ und $p = 760$ mm ist, bei welcher Temperatur die Luft mit Wasserdampf gesättigt sei, also $f = 12{,}67$ mm; $x = 0{,}01667$. W wird 18.588,2 und $W{:}T = 36{,}76$. Hieraus berechnet man $A = 0{,}613$ und $B = 11{,}35$, woraus die Temperaturabnahme (δ) bei einer Steigung von 100 m gleich 0,48 hervorgeht. Die Abnahme ist demnach etwa halb so gross wie in trockner Luft.

Auf diese Weise ist folgende kleine Tabelle für δ bei Luftdrucken von 760, 500 und 250 mm, Höhen von 0, 3300 und 8800 m entsprechend, berechnet worden. Der erste Teil der Tabelle gilt für Ausfällung von Eis, der zweite für Ausfällung von Wasser.

p. $t =$	— 30	— 25	— 20	— 15	— 10	— 5	— 0
760	0,920	0,890	0,850	0,795	0,732	0,660	0,587
500	0,890	0,851	0,800	0,736	0,654	0,576	0,501
250	0,830	0,756	0,690	0,610	0,511	0,441	0,372

p.	t = + 0	+ 5	+ 10	+ 15	+ 20	+ 25° C.
760	0,647	0,585	0,526	0,480	0,438	0,397
500	0,563	0,507	0,453	0,407	0,372	0,339
250	0,430	0,387	0,346	0,313	0,292	0,272.

Diese Werte sind im allgemeinen etwas niedriger als die von Hann und Neuhoff gegebenen. Zum Vergleich möge folgende Tabelle von Neuhoff über die Wärmeabnahme (pro 100 m Steigung) einer bei der nebengeschriebenen Anfangstemperatur (*t*) aufsteigenden mit Wasserdampf gesättigten Luftmasse dienen, welche die in der Kopfrubrik der Tabelle angegebene Höhe erreicht hat. Die Ziffern in Klammern sind obenstehender Tabelle entnommen.

Bei 0° sind zwei eingeklammerte Ziffern angeführt. Die grössere (0,65) gilt bei Ausscheidung von flüssigem Wasser, die kleinere (0,59) bei Ausscheidung von Eis.

Höhe	0			1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000 m
t = — 20	0,86	(0,85)		0,90	0,95	—	—	—	—	—
— 10	0,75	(0,73)		0,82	0,87	0,89	—	—	—	—
0	0,62	(0,59)	(0,65)	0,68	0,75	0,82	0,88	—	—	—
10	0,54	(0,53)		0,56	0,59	0.65	0,73	0,80	0,84	—
20	0,44	(0,44)		0,46	0,49	0,51	0,57	0,59	0,63	0,72
30	0,37	(0,36)		0,37	0,38	0,40	0,42	0,43	0,45	0,48.

Die Temperaturverteilung in höheren Luftschichten. Nach dieser Darstellung können wir die Luft als aus drei aufeinander gelagerten Schichten bestehend uns vorstellen.

In der ersten dehnt sich die Luft beim Aufsteigen aus, ohne dass Kondensation eintritt, weil die Temperatur der Luft immer etwas über dem sogenannten Taupunkte liegt, d. h. derjenigen Temperatur, bei welcher die wirklich in der Luft vorhandene Wasserdampfmenge den bei dieser Temperatur gültigen Maximal- (Sättigungs-) Druck besitzen würde.

Wie oben angeführt, übersteigt das Temperaturgefälle in den niederen Teilen dieser bis zu 1000—1500 m erreichenden Schicht im Sommer zur heissesten Tageszeit bedeutend 0,98° pro 100 m. In der Nacht und im Winter herrscht dagegen in dieser Schicht die Temperaturumkehrung, so dass im Mittel das Temperaturgefälle sehr niedrig wird.

Als Beispiel möge angeführt werden:

Die Wärmeabnahme pro 100 m zu Paris (Eiffelturm).

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
2 m — 123 m Höhe	— 0,12	0,19	0,23	— 0,26	0,01
23 m — 302 m „	0,27	0,46	0,53	0,34	0,40
2 m — 302 m „	0,14	0,40	0,46	0,13	0,28

Die Ballon- und Drachen-Beobachtungen (vgl. S. 574) sind bei Tage nd bei gutem bezw. windigem Wetter angestellt und geben deshalb iel höhere Werte.

In der zweiten Schicht findet die Kondensation des Wasserdampfes tatt. In dieser Schicht schwebt deshalb die Hauptmasse der Wolken.)as Temperaturgefälle ist dafür nicht durch die Bodentemperatur gestört, ınd nirgends umgekehrt. Es ist deshalb daselbst nicht so nach Tages- nd Jahreszeit veränderlich, wie in der ersten Schicht, sondern hauptächlich von dem Wasserdampfgehalt der Luft abhängig. Es steigt mit er Höhe, während der Wasserdampfgehalt sinkt, kontinuierlich von twa 0,5° C. zu etwa 0,8° C. pro 100 m, ohne jemals den theoretischen Vert zu erreichen.

Bei anticyklonischem Luftzustand sinken in diesem mittleren Teil ie Luftmassen von oben herab und führen keine Wolken mit. In iesem Fall könnte man erwarten, dass das Temperaturgefälle den theoetischen Wert 0,98° C. pro 100 m hätte. Im Mittel sollte es zwischen iesem und dem für mit Wasserdampf gesättigter Luft giltigen Werte iegen. Der wirklich gefundene Wert ist viel niedriger, etwa so gross wie er letzterwähnte. Demnach scheint in diesem Falle die Strahlung eine ıicht zu vernachlässigende Rolle zu spielen. Der Einfluss der Leitung ann wohl als auf dieser Höhe noch zu geringfügig ausser Acht gelassen verden.

In der dritten Schicht, über etwa 6 km Höhe, ist die Temperatur so ıiedrig (unter — 20° C.), dass der Wasserdampfgehalt nicht mehr das Temperaturgefälle der Luft in nennenswertem Grade zu beeinflussen vernag. Man erhält deshalb Werte, die sich dem Wert 0,98° C. pro 100 m nähern. Jedoch erreicht, wie wir unten sehen werden, das beobachtete Temperaturgefälle nie diesen Wert. Der maximale beobachtete Wert erreicht im Mittel 0,8° C. pro 100 m.

Diese Temperaturabnahme kann mit der Höhe nicht unbegrenzt lange fortgehen. Denn dann würde der absolute Nullpunkt in einer Höhe von etwa 38 km erreicht werden. Da nun nach dem vorhin Gesagten die Atmosphäre bis zu wenigstens dem 10 fachen dieser Höhe hinauf-

reicht, so muss in noch höheren Schichten, welche wohl nie durch Ballons oder Drachen zu erreichen sind, das Temperaturgefälle gegen einen sehr niedrigen von Null wenig verschiedenen Wert sinken (vgl. S. 589).

Diese Angaben werden durch folgende Zusammenstellung v. Bezolds über die Resultate der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten bestätigt. h giebt darin die Höhe in Metern über dem Erdboden an, t_m die mittlere Temperatur, $\frac{dt}{dh}$ das Temperaturgefälle pro 100 m, y_m die mittlere Feuchtigkeit (in g pro kg Luft), R die relative Feuchtigkeit und Y_m die zwischen dem Erdboden und der betreffenden Höhe über 1 cm² befindliche Wassermenge in g, b_m den mittleren Barometerstand, b_a den Barometerstand, welcher nach einem Temperaturgefälle von 1° C. pro 100 m herrschen würde und schliesslich p den Barometerdruck in Prozent von demjenigen an der Erdoberfläche.

h	t_m	dt/dh	y_m	R	Y_m	b_m	b_a	p
20	10,3	—	5,86	0,76	—	760	760	100
500	7,9	0,50	5,33	0,77	—	717	717	94,3
1000	5,4	0,50	4,54	0,73	0,634	675	673	88,8
1500	2,9	0,50	3,61	0,65	—	635	632	83,6
2000	0,4	0,50	3,08	0,62	1,014	597	593	78,6
2500	— 2,3	0,54	2,66	0,62	—	560	555	73,7
3000	— 5,0	0,54	2,23	0,59	1,260	526	519	69,2
3500	— 7,6	0,52	1,88	0,57	—	494	485	65,0
4000	— 10,3	0,54	1,68	0,59	1,423	463	452	61,1
4500	— 13,5	0,64	1,57	0,67	—	434	421	57,1
5000	— 16,7	0,64	1,18	0,62	1,538	406	391	53,4
5500	— 20,1	0,68	0,81	0,53	—	380	363	50,0
6000	— 23,6	0,70	0,67	0,55	1,599	355	336	46,7
6500	— 27,0	0,68	0,57	0,61	—	331	311	43,6
7000	— 30,4	0,68	0,30	0,41	1,630	309	288	40,7
7500	— 34,0	0,72	0,26	0,48	—	288	265	37,9
8000	— 37,6	0,72	0,22	0,52	1,642	267	244	35,1
8500	— 41,6	0,80	(0,15)	(0,50)	—	249	224	32,8
9000	— 45,6	0,80	(0,10)	(0,50)	1,649	231	205	30,4
9500	(— 49,6)	(0,80)	(0,07)	(0,50)	—	(214)	187	28,2
10000	(— 53,6)	(0,80)	(0,05)	(0,50)	1,652	(198)	171	26,1

Teisserenc de Bort giebt folgende Daten, die bei Ballonfahrten in Frankreich gesammelt sind:

$h =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
$t_m =$	9	5	0	−4	−9	−16	−21	−29	−38	−44	−51
$dt/dh =$		0,40	0,50	0,40	0,50	0,70	0,50	0,80	0,90	0,60	0,70

Diese Beobachtungen stimmen ganz gut mit den von v. Bezold bearbeiteten überein.

Die Ballonbeobachtungen haben noch ein sehr interessantes Resultat ergeben, nämlich, dass die jährliche Temperaturschwankung keineswegs so schnell mit steigender Höhe abnimmt, wie man aus den Beobachtungen auf Türmen vermuten könnte. So ergeben die Ballonfahrten von Teisserenc de Bort folgende Daten:

Höhe	Min.	Max.	Phase	Schwankung	Mittel
0 km	+ 1° C.	+ 17° C.	0 Tage	16° C.	+ 9° C.
3 km	— 11,2	+ 2,2	18 „	13,4	— 4,5
5 km	— 20,8	— 7,6	33 „	13,2	— 14,2
10 km	— 52,9	— 43,9	40 „	9,0	— 48,1.

Damit ist zu vergleichen, dass in Paris (Eiffelturm) die jährliche Temperaturschwankung nahe am Boden um 1° pro 300 m und zwischen Zell am See (750 m) und Sonnblick (3106 m) um 8° auf 2356 m, d. h. 1° C. pro 295 m abnimmt (vgl. S. 577). Man könnte geneigt sein, daraus zu schliessen, dass die jährliche Temperaturschwankung in etwa 7 km Höhe unmerklich wäre. Dies trifft nun, wie die oben gegebenen Daten zeigen, keinesfalls zu. Dieser Umstand deutet, wie so viele andere, darauf hin, dass in der Atmosphäre eine bedeutende Wärmeabsorption stattfindet, und dass die oberen Luftschichten in merklichem Grade direkt durch die Strahlung von der Sonne und in geringerem Grade von der Erde erwärmt werden. Wegen der relativ grossen Wärmekapazität der Luft geschieht dies langsam und die Temperaturextreme treten, wie die unter Phase stehenden Zahlen zeigen, um so später ein, je grösser die Höhe ist. In 10 km Höhe beträgt die Verspätung der Temperaturextreme gegen die Erdoberfläche nicht weniger als 40 Tage. Das frühere Eintreten in tieferen Schichten beruht ohne Zweifel auf der Strahlung und der Wärmezufuhr von der Erde.

Zu demselben Schluss werden wir durch den Vergleich der Temperatur in 3 km Höhe in freier Atmosphäre und auf einem Berggipfel (Sonnblick) geleitet. Er ergiebt nach Hann folgendes Resultat:

Temperatur in 3 km Höhe	Febr.	April	Aug.	Okt.	Jahr
in freier Atmosphäre	— 12,0	— 8,7	1,4	— 2,0	— 5,3
auf Sonnblick	— 12,2	— 7,6	1,8	— 4,3	— 5,7.

Die mittlere Temperatur ist in den zwei Fällen beinahe gleich, nur unterscheidet sich die freie Atmosphäre von der Bergspitze durch einen kälteren Frühling und wärmeren Herbst. Jene hat, so zu sagen, ein mehr maritimes Klima als diese, welche wiederum sich in derselben Weise von den Niederungen unterscheidet. Dies entspricht völlig der bedeutenden Wärmekapazität der Luftmasse.

Falls die Wärmeabsorption der Atmosphäre zufolge von Zunahme der Kohlensäure und des Wasserdampfes steigen würde, so würde auch die erwärmende Rolle der Erdoberfläche vermindert, diejenige der Luft vergrössert werden. Das Klima würde überall über der festen Erdoberfläche einen mehr insularen Charakter annehmen.

Infolge der nach oben abnehmenden Jahresschwankung vermindert sich auch die jährliche Höhenschwankung der höher liegenden Isothermenflächen, welche niedrigen Temperaturen entsprechen. Nach Teisserenc de Bort mögen folgende diesbezügliche Daten angeführt werden. Die 0°-Fläche schwankt 3100 m (300 m — 3400 m), die —20°-Fläche 2200 m (4800—7000 m), die —40°-Fläche 1700 m (7800—9500 m).

Die Temperatur scheint sich mit der Höhe in niedereren wie in höheren Breiten ungefähr in derselben Weise zu verändern, sodass der örtliche Temperaturunterschied in hochliegenden Niveauflächen ungefähr ebenso gross bleibt wie an der Erdoberfläche. Früher war man geneigt, eine schnelle Ausgleichung dieser Temperaturunterschiede mit steigender Höhe anzunehmen.

In den allerhöchsten Luftschichten dürften wohl die Unterschiede der Temperatur in einer zur Erdoberfläche parallelen Schicht sehr gering ausfallen. Bei der niedrigen Temperatur in diesen Höhen verliert die Luft beinahe vollkommen das Vermögen, Wärme auszustrahlen. Die Luftcirkulation vermag deshalb vielmehr die Temperaturunterschiede auszugleichen als in niedriger liegenden Schichten.

Da die Temperaturunterschiede die Triebkraft der grossen atmosphärischen Bewegungen sind, muss man vermuten, dass sie in den höchsten von Ballons erreichten Luftschichten, und wahrscheinlich noch weiter hinauf, ebenso gross sind, wie in den nächst der Erdoberfläche liegenden.

Diese Luftbewegungen verursachen Temperatursteigungen oder -Senkungen dynamischer Art. Nach Teisserenc de Bort ist auch die unperiodische Temperaturschwankung (aus den mittleren Abweichungen vom Temperaturmittel berechnet) ziemlich unabhängig von der Höhe. Sie ist nämlich für:

Höhe	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9 km
Schwankung	5,5	5,2	5,6	6,1	6,4	6,3	6,6	6,4	6,0	5,6.

Durch diese Messungen der Temperaturen in den höchsten Luftschichten haben sich die herrschenden Ansichten sehr geändert. Man st deshalb sehr eifrig bemüht, diese Beobachtungen zu vermehren. Zu liesem Zweck lässt man nicht nur Ballons mit Beobachtern aufsteigen, sondern auch besonders unbemannte Drachen und Ballons, die mit selbstegistrierenden Instrumenten versehen sind (Teisserenc de Bort).)ie letzten haben wohl den Nachteil, dass bei dem raschen Aufstieg lie Thermographen nicht der Temperatur der Umgebung folgen können und die diesbezüglichen Korrektionen unsicher sind. Dafür haben sie len grossen Vorteil, dass sie relativ billig sind und zu den höchsten isher erreichten Luftschichten sich heben.

Durch Versuchen mit aus Papier angefertigten „Ballons-sondes“ vurde Teisserenc de Bort zu dem Schluss geführt, dass in etwa 1 km Höhe die Temperaturabnahme nach oben Null wird. Darüber iegt eine „isotherme Zone“ von mehreren km Mächtigkeit. Über Baronetermaxima liegt diese Zone höher (12,5 km) als über Minima (10 km, gl. S. 581).

In neuester Zeit hat Assmann geschlossene, aus Gummi angeferigte Ballons mit registrierenden Instrumenten aufsteigen lassen. Dieelben platzen in einer bestimmten Höhe, wonach die Instrumente mit Hilfe eines Fallschirmes sanft herunterfallen. Die so angestellten Beobachtungen zeigen, dass in einer gewissen Höhe, etwa 15 km, die Lufttemperatur mit der Höhe steigt. In grossen Höhen fliesst demnach ein elativ warmer Luftstrom. Diese Angabe stimmt mit derjenigen von Teisserenc de Bort überein. In noch grösseren Höhen, man hat bis 22 km Höhe erreicht, fällt die Temperatur wieder.

Die älteren Temperaturbeobachtungen von Glaisher bis zu 8600 m Höhe sind leider nicht zuverlässig, weil er unventilierte Thermometer enutzte. Die Strahlung hat ihm viel zu hohe Temperaturen gegeben, vodurch auch die früheren unrichtigen Vorstellungen befestigt wurden.

Die Erforschung der meteorologischen Verhältnisse in höheren Luftschichten sind von solcher Bedeutung, dass sie zu internationalen Vereinbarungen über Beobachtungsmethoden und Terminen Anlass gegeben haben.

—

VI. Der Luftdruck.

Das Barometer. Höhenmessung. Das Quecksilberbarometer wurde im Jahre 1643 von Viviani konstruiert und nachher von Torricelli beschrieben, welcher Änderungen des Luftdruckes beobachtete. Regelmässige Barometerablesungen wurden bald danach in Italien und etwas später in England angestellt (Boyle 1659). Die ersten barometrischen Höhenmessungen wurden auf dem Puy de Dôme in Frankreich von Descartes ausgeführt.

Die Barometerablesungen müssen, um vergleichbar zu werden, in verschiedener Hinsicht korrigiert werden. Wegen der ungleichen Dichte des Quecksilbers, dessen Ausdehnungskoeffizient pro Grad C. 0,0001818 beträgt, muss der abgelesene Druck mit einem Faktor (1—0,0001818 t) multipliziert werden, wo t die Temperatur des Barometers angiebt. Wegen der Ausdehnung der Skala (Ausdehnungskoeffizient des Messings 0,0000184, des Glases 0,0000092) muss man einen anderen Korrektionsfaktor anbringen, der für Messing, welches zur Verfertigung von Skalen am meisten benutzt wird, den Wert (1+0,0000184 t) hat. Diese beiden Korrektionen können in eine einzige zusammengefasst werden, sodass der auf 0^0 reduzierte Barometerdruck (B_0) den Wert erhält:

$$B_0 = B_t\ (1-0{,}000163\ t),$$

wenn B_t den bei t^0 C. abgelesenen Barometerdruck bedeutet.

Der Luftdruck (in g pr. cm^2) entspricht dem Gewicht einer Quecksilbersäule von der abgelesenen Höhe und 1 cm^2 Querschnitt. Da nun das Gewicht eines Körpers (und damit der gegebenen Quecksilbersäule) mit dem Breitegrad sich ändert, so ist auch der Luftdruck bei gleicher Barometerhöhe auf verschiedenen geographischen Breiten verschieden, und zwar ist (vgl. S. 256):

$$B = B_\varphi\ (1-0{,}00259 \cos 2\varphi),$$

ro B_φ den abgelesenen unkorrigierten Barometerdruck am Breitegrad) und B den auf Normalschwere (45⁰ Breite) korrigierten Druck beeuten. Diese Korrektion ist für Breitegrade unter 45⁰ negativ, für öhere positiv. Sie erreicht bei mittlerem Barometerstande und bei:

$\varphi =$	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90⁰
$\varphi =$	45	40	35	30	25	20	15	10	5	0⁰
Zorr. =	0,00	0,34	0,67	0,98	1,27	1,51	1,70	1,85	1,94	1,97 mm.

Diese Korrektion, welche noch nicht allgemein eingeführt ist, gilt ıur für den Luftdruck, dagegen nicht für die Berechnung der Luftmasse, velche über dem Beobachtungspunkt lagert. Dafür ist keine Korrektion nzubringen.

Dasselbe gilt für die Korrektion nach der Höhe, welche, da die Schwere mit zunehmender Höhe abnimmt, immer negativ ist. Sie ist erschieden für die freie Atmosphäre (z. B. bei Ballonfahrten) und für Bergstationen (vgl. S. 253). Sie ist sehr gering und beträgt:

Iöhe in km . .	1	2	3	4	5	6	8	10
Freie Atmosphäre	0,13	0,23	0,31	0,36	0,40	0,42	0,43	0,40 mm
Gebirgsstationen .	0,08	0,15	0,19	0,23	0,25	0,26	0,27	0,25 mm.

Dabei ist mit dem mittleren Barometerstand in den verschiedenen Höhen gerechnet.

Anstatt des Quecksilberbarometers, das relativ schwer zu transportieren ist, benutzt man häufig Metallbarometer (Aneroïde). Bei diesen verwendet man entweder eine mit einem dünnen Wellenblech geschlossene Metalldose oder eine gekrümmte dünnwandige Metallröhre (vgl. S. 546). Unter dem Einfluss der Luftdruckschwankungen verändert das Blech oder die Röhre ihre Form und diese Formänderung wird durch eine Hebelvorrichtung auf einen Zeiger übertragen. Dieser Zeiger kann wiederum mit einem Stift versehen werden, der auf einer durch ein Uhrwerk getriebenen beweglichen Papierrolle den Luftdruck aufzeichnet. Die selbstregistrierenden Barographen sind meist dieser Konstruktion.

Die Metallbarometer sind etwas mit der Zeit veränderlich und ihre Angaben verlangen deshalb hin und wieder Kontrolle durch Quecksilberbarometer. Als Variationsinstrumente sind sie sehr brauchbar. Eine durch besondere Versuche zu ermittelnde Temperaturkorrektion ist an den Ablesungen jedes Metallbarometers anzubringen. Dagegen hat die Schwere keinen Einfluss und die betreffenden Korrektionen fallen fort.

Die einfachste Berechnung der Höhe wäre nach der Formel für adiabatische Volumsänderung auszuführen (vgl. S. 578):

$$\frac{dp}{p} = 3{,}484 \frac{dt}{T}; \; dt = -0{,}0098 \, dh,$$

worin p der Barometerdruck, T die absolute Temperatur und h die Höhe in Metern bezeichnen. Erst führt man die bekannte Höhe dh in die zweite Formel ein, findet so einen Wert von dt und führt nun diesen, sowie die bekannten Werte des Luftdrucks (p) und der absoluten Temperatur (T) an der Erdoberfläche ein, dann findet man aus der ersten Formel dp, woraus der Luftdruck (p—dp) in der Höhe dh hervorgeht. In dieser Weise sind die unter b_a auf S. 586 tabellierten Luftdrucke in verschiedenen Höhen gefunden. Wie aus der genannten Tabelle ersichtlich, erhält man auf diese Weise Werte des Luftdruckes, welche ziemlich nahe mit den beobachteten (b_m) übereinstimmen. Sie sind, wegen der zu niedrig geschätzten Temperatur in den höheren Luftschichten, etwas geringer als die beobachteten, und zwar bis zu 2500 m Höhe um etwa 1 mm für je 500 m.

Wegen dieser Abweichung der Temperatur von dem theoretischen Wert benutzt man für die Höhenmessung lieber folgende Formel (vgl. S. 579), in welche man die empirisch ermittelte Temperatur einführt:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT} dh$$

oder integriert:

$$h = 2{,}3025 \frac{RT}{M} \log \frac{p_0}{p_h}.$$

Für R ist der Wert 845,70 g. m pr. Grad C. zu setzen, für T setzt man gewöhnlich den identischen Wert 273 $(1 + \alpha t)$, worin $\alpha = \frac{1}{273}$ und t die mittlere Temperatur in den Höhen h und 0 bezeichnet. Betreffs M ist zu bemerken, dass es für trockene Luft 28,9 beträgt. Für Wasserdampf ist M geringer, nämlich 18 (= 0,623 · 28,9). Ist deshalb der Partialdruck des Wasserdampfes f und folglich derjenige der trockenen Luft p—f, wenn p den totalen Druck darstellt, so ist:

$$M = 28{,}9 \frac{p-f}{p} + 18 \frac{f}{p} = 28{,}9 \left(1 - 0{,}377 \frac{f}{p}\right).$$

Der Faktor 2,3025 ist bei der Integrierung durch den Übergang von natürlichen zu gewöhnlichen Logarithmen hereingekommen.

Schreiben wir die Formel in angegebener Weise um, so erhalten ir zuletzt:

$$= 18400\left(1+\alpha\frac{t+t_1}{2}\right)\left(1+0{,}377\,\frac{f}{p}\right)(1+0{,}00259\cos 2\varphi)\log\frac{p_0}{p_h}\,\mathrm{m}.$$

nstatt (1 — 0,377 f/p) im Nenner ist (1 + 0,377 f/p) im Zähler gesetzt. as Glied (1 + 0,00259 cos 2 φ) ist eingesetzt, weil der Druck von 1 g, elche Grösse in R eingeht, in dieser Weise sich mit der Breite ändert. ine ähnliche Korrektion wegen der Abnahme dieses Druckes mit der öhe hätte auch eigentlich eingeführt werden sollen, sie ist aber sehr ring, sodass sie vernachlässigt werden kann).

Für kleine Höhendifferenzen kann man p als konstant gleich dem ittleren Druck $(p_0 + p_h) : 2$ setzen und erhält so:

$$h = 2\,\frac{RT}{M}\cdot\frac{p_h - p_0}{p_h + p_0} = 15982\,\frac{p_h - p_0}{p_h + p_0}\left(1 + 0{,}004\cdot\frac{t+t_1}{2}\right)\mathrm{m}.$$

Bei der Temperatur 0° C. und folgenden Luftdrucken entspricht in ockner Luft 1 mm Druckdifferenz einer Erhebung (sogenannte barome- ische Höhenstufe) von:

uftdruck	760	700	650	600	550	500	450	400	350 mm
öhenstufe	10,5	11,4	12,3	13,3	14,5	15,9	17,8	20,0	22,8 m.

ei anderen Temperaturen (t) als 0° ist die Höhenstufe mit (1 + 0,004 t) ı multiplizieren. (Der Koeffizient 0,004 ist gleich $\frac{1}{273}$ = 0,00366, ver- ıehrt um eine kleine Grösse wegen der Zunahme von f mit der Tem- eratur).

Als Beispiel möge angeführt werden: Hann fand auf dem Pilatus Iöhe 2140 m) $p = 596$ $t = 8^0$ C. In Luzern (Höhe 454 m) war gleich- eitig $p = 729{,}8$; $t = 14^0$ C. Aus diesen Werten erhält man:

$$h = 15982\cdot\frac{133{,}8}{1325{,}8}\,(1 + 0{,}044) = 1684\ \mathrm{m},$$

as sehr gut mit der direkten Messung (1686 m) übereinstimmt.

Die Erfahrung zeigt, dass man bei Nacht und im Winter zu nie- rige, bei Tage und im Sommer dagegen zu hohe Höhenwerte aus den arometrischen Messungen erhält. Diese Erscheinung wurde am ge- auesten von Plantamour und Rühlmann untersucht. Sie beruht arauf, dass die Temperatur der Luftmasse im Winter und bei Nacht

(im allgemeinen bei Temperaturinversionen) höher ist als das Mitt der Werte am Boden und an dem Höhenpunkt, wegen der starke Abkühlung an der Erdoberfläche. Das Umgekehrte gilt für die Ze des Sommers und Tages. Der Fehler erreicht um Mittag im Ju + 1,6 Proz., um 4 Uhr morgens zur selben Jahreszeit — 0,4 Proz., wi Messungen zwischen Genf und dem St. Bernhard zeigen. Im Winter is die Schwankung geringer (im Dez. dreimal so klein). Die Messungen gebe die besten Resultate im Sommer zwischen 6 und 8 Uhr Vor- oder Nach mittags, im Winter um die Mittagszeit.

Die wirkliche Abnahme des Luftdruckes in grösseren Höhen könne wir aus der Tabelle auf S. 586 ersehen. Sie hat folgende Werte:

Höhe . .	0	2	4	6	8	10 km
Luftdruck	762	597	463	355	267	198
Abnahme		0,783	0,776	0,768	0,752	0,742

Bei einer Höhenzunahme von 200 m nimmt der Luftdruck im Ver hältnis 1 : 0,783 in den ersten 2000 m, im Verhältnis 1 : 0,742 zwische 8000 und 10 000 m zu. Die langsame Abnahme der Verhältniszahl er folgt nahezu proportional der Höhe. Diese Abnahme beruht auf der allmählichen Sinken der Temperatur. Unter der Annahme, dass di absolute Temperatur in geometrischer Progression mit der Höhe abnimmt finden wir folgende Werte der Temperatur und des Luftdruckes in seh grossen Höhen.

Höhe	0	5	10	15	20	25	30	40	km
Temp.	+ 10	— 24	— 54	— 80,4	— 103,5	— 123,9	— 141,9	— 171,6°	C.
Druck	760	404	197	92	39,7	16,3	6,2	0,74	mm

Höhe	50	60	70	80	100	150	200	km
Temp.	— 194,5	— 212,3	— 226	— 236,7	— 252,2	— 267	— 271,3°	C.
Druck	0,069	5.10^{-3}	3.10^{-4}	$1,2.10^{-5}$	1.10^{-8}	3.10^{-18}	3.10^{-31}	mm.

Die rapide Abnahme des Druckes in grösseren Höhen beruht au der sehr raschen Temperaturabnahme. Hann giebt etwas höhere Werte die jedoch bis zu 50 km Höhe von derselben Grössenordnung sind. Fü 100 km Höhe giebt er $1,2.10^{-3}$ und für 300 km 35.10^{-17}. Aus diesem Beispiel ist ersichtlich, wie ungenügend unsere Vorstellungen über die höchsten Schichten der Atmosphäre noch sind.

Aus dem Aufglühen der Meteore in Höhen von 200 km und aus den Nordlichtern in 400 km Höhe (nach Paulsen) muss man schliessen, dass auch die Schätzungen von Hann zu niedrig sind.

Zusammensetzung der Luft in sehr grossen Höhen. Ein }esetz von Dalton verlangt, dass in einer in Ruhe befindlichen Mischung on Gasen jedes Gas sich so verteilt, als ob die anderen nicht vorhanden 'ären. Wenn wir also annehmen, dass in der Luft keine Strömungen orkämen, so müsste für jedes Gas das barometrische Gesetz:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{M}{RT} dh$$

elten, wobei für M das Molekulargewicht des betreffenden Gases ein-ıführen wäre. Diese Molekulargewichte sind für Sauerstoff (O_2) 32, ır Stickstoff (N_2) 28, für Argon (A) 40, für Helium (He) 4, für Wasser-;off (H_2) 2, für Kohlensäure (CO_2) 44, für Wasserdampf (H_2O) 18 und ır Sumpfgas (CH_4) 16, für Luft im Mittel 28,9.

Nehmen wir an, ein leichtes Gas wie Wasserstoff befinde sich in der tmosphäre, so wird für denselben dh-Wert, da T und R dieselben sind 'ie für die umgebende Luft die prozentische Abnahme des Druckes (dp/p) 4,45 mal geringer sein, als für die umgebende Luft. Der Prozentsatz er Luft an Wasserstoff wird demnach in hohem Grade mit der Höhe :eigen. Auf diese Weise werden die schweren Gase zur Erdoberfläche in konzentriert, die leichteren Gase dagegen sind relativ stark in den öheren Luftschichten vertreten.

Man kann mit Hilfe der obigen Formel die theoretische Zusammen-:tzung der Luft in einer gegebenen Höhe berechnen, falls man die usammensetzung der Luft an der Erdoberfläche kennt. Auf diese Veise fand Hann:

Zusammensetzung der Luft nach Volumsprozenten

Höhe . . .	0	10	30	50	100 km
Stickstoff .	78,04	81,05	85,99	89,62	95,35
Sauerstoff .	20,99	18,35	13,79	10,31	4,65
Argon . .	0,94	0,58	0,22	0,07	0,00
Kohlensäure	0,03	0,02	0,004	0,00	0,00

Wie oben angeführt, hat man in Luftproben, die bei Ballonfahrten :nommen worden sind, den Sauerstoff- und Kohlensäure-Gehalt unver-ıdert gefunden. Dies zeigt, dass in den unteren Luftschichten die uftströmungen viel zu kräftig sind, um eine Änderung der Zusammen-:tzung mit der Höhe zu erlauben. Die Verteilung der Gase, die dem 'altonschen Gesetze entspricht, stellt sich durch Diffusion her, die in uft von gewöhnlichem Druck äusserst langsam vor sich geht. Die

Diffusion ist in 1 m langen Röhren nach einer Stunde eben merklich, bei 1000 mal grösseren Dimensionen ist eine Million mal so lange Zeit nötig. Um bis zu 1 km Höhe zu dringen, brauchte die Diffusion mehr als hundert Jahre. Während dieser Zeit hat sich die Luft vielemal durch Strömungen umgesetzt.

Anders können die Verhältnisse in den höchsten Schichten der Atmosphäre liegen. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist dem Drucke umgekehrt proportional. Zwar nimmt sie auch etwa proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur zu. Aber jedenfalls hat die Temperatur einen ganz geringen Einfluss, verglichen mit dem Druck bei derselben Höhenänderung. In Höhen von 150 bis 200 km ist der Druck so verschwindend gering, dass die Diffusion sich trotz der Luftströmungen geltend machen kann. Es ist deshalb wohl möglich, dass in diesen Schichten Wasserstoff, Helium und Kohlenwasserstoffe einen merklichen Prozentsatz von den atmosphärischen Gasen ausmachen. Zwar ist die absolute Menge dieser leichten Gase verschwindend (etwa 10^{-20}—10^{-30} mm Druck entsprechend), sodass sie, wenn sie auch die Hauptmasse dieser hohen Schichten bilden, doch einen ganz verschwindenden Bruchteil von der Totalmasse der Luft repräsentieren.

Das Nordlicht (in 400 km Höhe) zeigt zwar das Stickstoffspektrum, es ist aber sehr wohl möglich, dass trotzdem der Stickstoff einen geringen Bruchteil der daselbst befindlichen Atmosphäre ausmacht. Denn bei elektrischen Entladungen giebt der Stickstoff ein viel kräftigeres Licht als die anderen Gase (Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe).

Wahrscheinlich geht die irdische Atmosphäre kontinuierlich in eine ausserordentlich dünne interplanetarische Atmosphäre über. Zöllner hat unter Annahme der Giltigkeit des Mariotteschen Gesetzes und des Newtonschen Schwerengesetzes versucht, die Dichte der interplanetarischen Atmosphäre zu berechnen. Er kam zu dem Resultat, dass sie 10^{346} mal geringer als diejenige der Luft an der Erdoberfläche ist. Zu noch niedrigeren Ziffern kam bei ähnlichen Berechnungen neuerdings Rogovsky. Er nahm die mittlere Temperatur der Luft gleich — 63,5° C an, und schloss daraus, dass die Dichte des Stickstoffs im interplanetarischen Raum (längs der Erdbahn) gleich 10^{-440}, diejenige des Sauerstoffs gleich 10^{-500} gesetzt werden muss, falls die Dichte dieser Gase an der Erdoberfläche als Einheit genommen wird. Für Sumpfgas erhält man in ähnlicher Weise 10^{-250}, für Wasserstoff 10^{-31}. Nach den S. 482 angegebenen Daten wäre der Gehalt an Wasserstoff im interplanetarischen Raum (in der Nähe der Erdbahn) von der Grössenordnung 2.10^{-36} mg

pro cm^3, für Sumpfgas wäre die entsprechende Ziffer 10^{-255}. Ein cm^3 Luft von der Erdoberfläche würde eine Kugel erfüllen, deren Durchmesser 10^{98} Lichtjahre ausmachen würde, wenn die Dichte in dieser Kugel der Zöllnerschen Zahl entspräche.

Die Dichte der interplanetarischen Atmosphäre ist jedenfalls bedeutend grösser in der Umgebung der Sonne als längs der Erdbahn.

Nach der grossen Rolle zu urteilen, welche Kohlenwasserstoffe bei den Kometen spielen, scheint diese äusserst dünne planetarische Atmosphäre hauptsächlich aus Kohlenwasserstoffen zu bestehen. Es ist deshalb sehr wohl denkbar, dass ein steter Strom von Kohlenwasserstoffen (wahrscheinlich zum grössten Teil Sumpfgas, das am leichtesten von den Kometen sich losreissen kann) unserer Atmosphäre, worin sie verbrennen (vgl. S. 477), aus dem interplanetarischem Raum zuströmt. Da aber die molekulare Geschwindigkeit (bei der niedrigen Temperatur im Universum) etwa 10^6 mal geringer als die Lichtgeschwindigkeit ist, so ist der Zufluss nach den zuletzt angeführten Daten von der Grössenordnung 1 mg in einem Jahr für Wasserstoff, in 10^{74} Jahren für Sumpfgas, also ganz verschwindend.

Das Hypsometer. Zur Bestimmung des Luftdruckes kann man den Siedepunkt eines chemisch einheitlichen Körpers, z. B. Wassers, beobachten. Je niedriger nämlich der Luftdruck ist, um so tiefer liegt der Siedepunkt der Flüssigkeiten. Beim Siedepunkt ist der Dampfdruck der Flüssigkeit genau gleich dem Luftdrucke. Nun gilt für den Dampfdruck einer Flüssigkeit die van't Hoffsche Umgestaltung der Clapeyronschen Gleichung:

$$\frac{dp}{p} = \frac{W \cdot J}{RT^2} dt,$$

worin W die Verdunstungswärme pro Grammolekel der Flüssigkeit bei der betreffenden Temperatur darstellt. Andererseits gilt für den Luftdruck p_1 (bei der Temperatur T_1) die Barometerformel (vgl. S. 579):

$$\frac{dp_1}{p_1} = -\frac{M}{RT_1} dh.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt, da beim Siedepunkt der Dampfdruck p gleich dem Luftdruck p_1 ist:

$$dh = -\frac{T_1 W \cdot J}{MT^2} dt = k dt.$$

Das Minuszeichen bedeutet, dass die Siedetemperatur mit steigende Höhe h über dem Meer abnimmt. Wenn W sich nicht mit der Temperatur änderte und T mit genügender Genauigkeit als konstant angesehen werden könnte, so würde die Höhe dh proportional der Differenz $(dt$ des Siedepunktes an den beiden um dh entfernten Orten sein.

In der Nähe von 100° C. ist W für Wasser nach Wiebe = 18.547 $T = 373$, $J = 426$ gm, $M = 28{,}9$, T_1 möge gleich 283 angenommen werden so folgt $k = 295$. Einem Sinken der Siedetemperatur von 1° C. entspricht demnach eine Steigung von 295 m.

Auf 295 m sinkt T_1 um etwa 0,6° C. pro 100 m, d. h. 1,77° C. = 0,63 Proz. T sinkt 1° = 0,27 Proz. und W steigt 0,09 Proz. Die Änderung von k wenn T um 1° sinkt, ist infolgedessen 0,63 — 0,09 — 2.0,27 = 0,00 Proz. Die Steigung ist also der Erniedrigung des Siedepunktes fast genau proportional, und zwar kann mit genügender Annäherung geschrieben werden:

$$dh = -285\,(1 + \alpha t)\,dt = (285 + t)\,dt,$$

worin t die Temperatur an der Meeresoberfläche (eigentlich an der Fläche, wo der Druck 760 mm herrscht) bedeutet und $\alpha = \frac{1}{273}$. Dabei wird mit einer Temperaturabnahme in vertikaler Richtung von 0,6° C. pro 100 m gerechnet. Forbes und Soret haben die Formel:

$$dh = 294\,dt$$

gegeben, welche aus Messungen in den Alpen ermittelt wurde. Sie entspricht einer mittleren Temperatur von + 9° C. an der Meeresoberfläche zur Zeit der Messungen.

Zum gewöhnlichen Gebrauch rechnet man die Siedepunktsbeobachtung mit Hilfe von folgender kleiner Tabelle in Barometerdruck um (von Broch nach Regnaults Daten, korrigiert von Wiebe):

Siedepunkt . .	100	99	98	97	96	95	94	93	92
Luftdruck . .	760	733,3	707,3	682,2	657,7	634,1	611,0	588,8	567,1
Differenz pro 1°	26,8	26,1	25,2	24,5	23,7	23,1	22,2	21,7	20,9

Siedepunkt . .	91	90	89	88	87	86	85	84	82	80
Luftdruck . .	546,3	526,0	506,3	487,3	468,8	451,0	433,7	417,0	385,0	355,3
Differenz pro 1°	20,3	19,7	19,0	18,5	17,8	17,3	16,7	16,0	14,9	

Nach dieser Umrechnung findet man die Höhe nach der gewöhnlichen Barometerformel.

Die Hypsometermessungen geben direkt den Luftdruck und nicht die drückende Luftmasse an. Man braucht deshalb ebensowenig wie

an den Metallbarometern eine Schwerenkorrektion anzubringen. Damit das Hypsometer ebenso genaue Angaben giebt, wie das Barometer, welches man auf 0,1 mm genau (1 m Höhe entsprechend) ablesen kann, muss man die Temperatur auf etwa 0,004° C. genau bestimmen. Es bietet jetzt keine Schwierigkeit, Thermometer zu konstruieren, die man auf 0,001° C. ablesen kann.

Da ein gewöhnliches Quecksilberbarometer den um die Schwerenkorrektion verminderten Luftdruck angiebt, und dieser mit Hilfe des Hypsometers ermittelt werden kann, so erhält man durch eine gleichzeitige Barometer- und Hypsometermessung einen Wert dieser Schwerenkorrektion. Mohn hat deshalb vorgeschlagen, diese Methode zur Ermittelung der Schwerenvariation zu benutzen (vgl. S. 247).

Das Variometer von v. Hefner-Alteneck. Eine etwa 1 l haltende Flasche, deren Oberteil in Fig. 184 dargestellt ist, trägt zur Vermeidung von heftigen Temperaturschwankungen eine Umhüllung von Watte und ist durch einen zweifach durchbohrten Stopfen geschlossen. Die rechte Durchbohrung enthält ein Glasrohr, dessen nach unten gebogenes Ende in eine äusserst feine Spitze oder Kapillare endet. In der linken Durchbohrung steckt ein mehrfach umgebogenes Glasrohr, von dem ein Teil nahezu horizontal liegt und einen schwach nach unten konvexen Bogen bildet. Dasselbe enthält einen gefärbten Öltropfen, der bei Ruhe der Atmosphäre in der Mitte des horizontalen Teiles liegt, und dessen Lage auf einer Skala abgelesen werden kann.

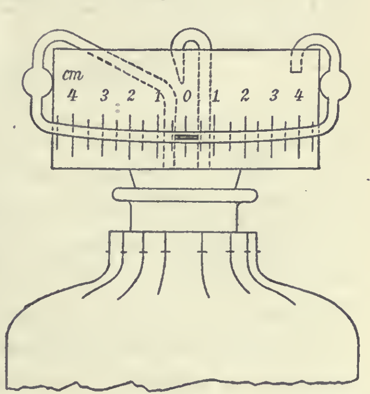


Fig. 184. Oberer Teil des Luftdruck-Variometers von v. Hefner Alteneck.

Sehr langsame Veränderungen des äusseren Luftdruckes gleichen sich durch das erste Rohr aus, heftige Schwankungen dagegen nicht, sondern der Tropfen verschiebt sich nach links bei einer Steigung, nach rechts bei einem Sinken des Luftdruckes. Die Grösse der Verschiebung giebt die Heftigkeit der Luftdruckschwankung an.

Bei Gewittern, starken Regen- und Schneefällen zeigt das Variometer eine starke Unruhe. In bewohnten Häusern reagiert das Variometer auf die Luftdruckschwankungen beim Öffnen oder Schliessen von Thüren und Fenstern.

Die Anwendung dieses einfachen Instrumentes ist bisher recht beschränkt geblieben.

Die tägliche Schwankung des Luftdruckes. Diese Schwankung ist von sehr grosser Regelmässigkeit und wurde deshalb schon im Jahre 1682 zu Gorée in Senegambien entdeckt. Dass sie nicht zuerst in nördlicheren Gegenden aufgefunden wurde, beruht teils darauf, dass sie stark mit steigender geographischer Breite abnimmt (vgl. Fig. 185) und teils darauf, dass sie in höheren Breiten von den ausserordentlich kräftigen unregelmässigen Luftdruckschwankungen verdeckt wird. Sie hat eine halbtägige Periode mit zwei Maximis und zwei Minimis, die da, wo die Erscheinung am regelmässigsten auftritt, nahezu gleich weit vom Mittel abweichen.

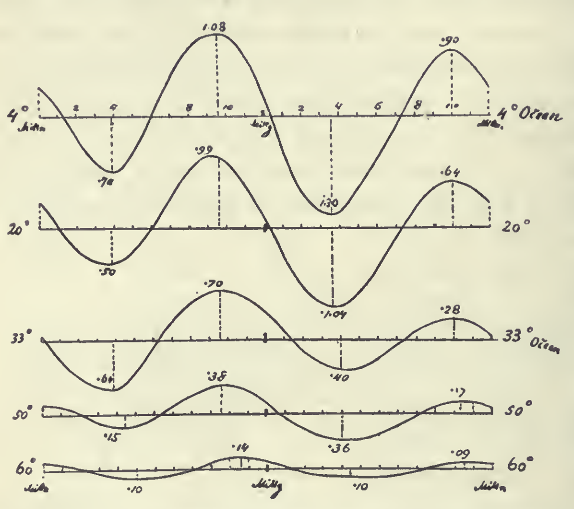


Fig. 185. Die tägliche Schwankung des Luftdruckes in verschiedenen Breiten.

Diese Schwankung erinnert durch ihre Periode an das Gezeitenphänomen. Sie richtet sich aber nach dem Sonnenstand und nicht nach dem Monde, was sie thun müsste, wenn die Schwerenwirkung der Himmelskörper sie hervorriefe.

Die Grösse und der Gang dieser Schwankung ist am einfachsten aus dem nebenstehenden Diagramm zu ersehen, wo die Abweichungen der Maxima und Minima vom Tagesmittel beigeschrieben sind. Die Maxima treten zwischen 9^h und 10^h Vor- und Nachmittag ein, die Minima gegen 4^h morgens und abends.

Die Jahreszeiten üben etwas Einfluss auf diesen Gang des Barometers aus. Das Minimum tritt im Winter etwa 1—2 Stunden später am Morgen und 2 Stunden früher am Nachmittag ein als im Jahresmittel. Im Sommer verschieben sich die Minima um etwa 1 Stunde in entgegengesetzter Richtung und auch die Maxima treten am Morgen 2 Stunden

erfrüht, am Abend 1 Stunde verspätet gegen die Extreme im Jahres-
nittel ein.

In tropischen Gegenden ändert sich die Grösse der Schwankung so, ass sie in den Regenzeiten vermindert wird, dagegen bleibt die Einrittszeit der Extremwerte ziemlich unverändert. Auch in höheren Breiten nimmt die Amplitude im Sommer zu, im Winter ab.

Einen eigentümlichen Einfluss hat die Lage des Beobachtungsortes n Bezug auf die Küste. Auf Küstenstationen (z. B. Valentia, vgl. Fig. 186) ist das Nachmittagsminimum sehr schwach, auf Stationen von

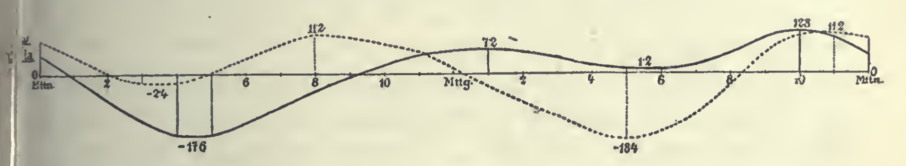


Fig. 186. Tägliche Schwankung des Barometers an einer Binnenlandstation (Kew ......) und an einer Küstenstation (Valentia ——).

nehr kontinentaler Lage, die jedoch nicht sehr weit von der Küste geegen zu sein brauchen (z. B. Kew), ist das Morgenminimum relativ schwach entwickelt. Ebenso wie Küstenstationen verhalten sich Stationen uf Berggipfeln, wie Kontinentalstationen dagegen Stationen, die in Thälern gelegen sind. Daselbst kann sogar das Abendmaximum und Nachtminimum verschwinden (Irkutsk). Ebenso entspricht der Gang des Barometers bei trübem Wetter (nach Lamonts Untersuchungen betreffs München) demjenigen auf Küstenstationen, derjenige bei heiterem Wetter dem Gang im Inlande.

Alle diese Verhältnisse werden übersichtlich und einfach, sobald man die Temperaturschwankung des Barometers mit Hilfe der harmonischen Analyse in eine ganztägige und eine halbtägige Komponente zerlegt. Dies erhellt aus folgenden Beispielen, welche die durch harmonische Analyse erhaltenen Ausdrücke der Barometerschwankung S für einige typische Extremfälle darstellt (nach Hann):

Inselstation: Jersey; $S = 0{,}04 \sin (262 + t) + 0{,}27 \sin (144 + 2\,t)$,
Küstenstation: Valentia; $S = 0{,}22 \sin (190 + t) + 0{,}20 \sin (146 + 2\,t)$,
Inlandstation: Kew; $S = 0{,}21 \sin (20 + t) + 0{,}24 \sin (144 + 2\,t)$,
Kontinental- und Thalstation: Irkutsk; $S = 0{,}76 \sin (5 + t) + 0{,}26 \sin (157 + 2\,t)$,
Thalstation: Klagenfurt; $S = 0{,}58 \sin (23 + t) + 0{,}27 \sin (156 + 2\,t)$,

Ebenenstation: Kalocsa (Ungarn); $S = 0{,}22 \sin (357 + t) + 0{,}25 \sin (137 + 2t)$,
Gipfelstation: Säntis, heitere Tage; $S = 0{,}34 \sin (218 + t) + 0{,}18 \sin (124 + 2t)$,
Gipfelstation: Säntis, trübe Tage; $S = 0{,}23 \sin (147 + t) + 0{,}20 \sin (130 + 2t)$,
Gipfelstation: Sonnblick; $S = 0{,}32 \sin (182 + t) + 0{,}18 \sin (110 + 2t$

In diesen Formeln bedeutet t die Zeit, welche nach Mitternacht verflossen ist, und da ein Tag (= 1440 Minuten) einer ganzen Periode (= 360 Bogengraden) entspricht, so ist die Zeiteinheit 4 Minuten und 1 Stunde entspricht 15 Zeiteinheiten.

Was zunächst die ganztägige Variation betrifft, so ist der Phasenwinkel bei kontinentalen Stationen (nicht Bergstationen) nahezu 0^0 oder 360^0 Mit anderen Worten, das Minimum tritt um 6^h Abends, das Maximum um 6^h Morgens ein. Dies gilt auch in den Tropen auf dem Ocean. In höheren Breiten verschiebt sich auf dem Meer der Phasenwinkel, sodass er immer geringer wird und 280^0 sich nähert (Maximum um $11{,}7^h$ Vormittags).

Die Amplitude nimmt mit steigender geographischer Breite ab, jedoch recht unregelmässig, indem lokale Verhältnisse sich stark geltend machen (sie ist, wie oben gesagt, viel grösser in Thälern als in der Ebene). Nach Angot ist sie im Mittel:

Breite	20^0	28^0	41^0	45^0	49^0	54^0	
auf dem Kontinent	0,75	0,98	0,62	0,36	0,22	0,15	mm
„ „ Ocean . .	0,26	—	0,15	0,14	0,14	—	„

Stationen auf Berggipfeln zeigen teils dieselbe Schwankung wie die Ebene, teils auch eine Schwankung in umgekehrter Richtung, die von den tagsüber aufsteigenden Luftströmen herrührt. Bei etwa 1200 m Höhe kompensieren die beiden Einflüsse einander. Bei höherer Lage ist der ganztägige Gang des Barometers umgekehrt wie in der Ebene und der Phasenwinkel ist dementsprechend etwa 180^0 (Maximum um 6^h Abends). Die Amplitude nimmt demnach stetig ab von der Ebene bis 1200 m Höhe und danach wieder zu und erreicht in etwa 3000 m Höhe denselben Wert wie in der Ebene. Diese Ziffern gelten für den Sommer.

Die halbtägige Barometerschwankung ist im Gegensatz zu der ganztägigen äusserst regelmässig. Der Phasenwinkel beträgt für Stationen

n der Ebene über dem Ocean am Äquator 156⁰ und nimmt sehr wenig nit steigender Breite ab, indem er unter 50⁰ Breite auf 148⁰ zurückgeht, einer Verspätung von nur einer Viertelstunde entsprechend.

Die Amplitude dieser Schwankung nimmt mit steigender Breite tark ab und ist etwa dem Kubus des Cosinus der Breite proportional, vie folgende Tabelle zeigt. Sie beträgt für:

Breite . .	0	10	20	30	40	50	60
Amplitude	0,98	0,92	0,81	0,65	0,46	0,27	0,09 mm
$0{,}98 . \cos^3\varphi$	0,98	0,94	0,81	0,62	0,44	0,26	0,13

Diese Amplitude zeigt auch eine sehr merkwürdige jährliche Periode nit zwei Maximis um die Sonnenwendezeiten, einem schwachen Minimum im Dezember (bei der Sonnennähe) und einem kräftigen Minimum m Juni oder Juli (bei der Sonnenferne der Erde) in den Tropen, wie olgende Tabelle zeigt:

Mittlere Amplitude der halbtägigen Barometerschwankung in mm
) Upsala 59⁰ 52′ n. Br. 2) Leipzig 51⁰ 20′ n. Br. 3) München 48⁰ 9′ n. Br.
) Klagenfurt 46⁰ 37′ n. Br. 5) Mailand 45⁰ 28′ n. Br. 6) Rom 41⁰ 52′ n. Br.
) 22⁰ 30′ s. Br. 8) 10⁰ n. Br.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	0,13	0,11	0,15	**0,16**	0,14	0,13	*0,13*	0,14	**0,17**	0,15	0,11	*0,10*	0,13
2)	0,16	0,20	0,24	**0,27**	0,22	*0,20*	0,21	0,23	**0,27**	0,22	0,21	*0,16*	0,22
3)	*0,21*	0,23	0,28	**0,29**	0,28	0,26	*0,25*	0,26	**0,28**	0,27	0,21	0,21	0,25
4)	0,23	0,29	**0,35**	0,26	0,26	*0,25*	**0,34**	0,27	0,27	0,24	*0,21*	0,24	0,27
5)	0,30	0,35	**0,38**	0,36	0,30	*0,29*	0,29	0,31	0,32	**0,33**	0,31	*0,29*	0,32
6)	0,30	0,33	**0,35**	0,32	0,29	*0,26*	0,26	0,30	0,35	**0,36**	0,33	*0,29*	0,31
7)	*0,65*	0,68	**0,70**	0,68	0,64	*0,61*	0,63	0,66	0,72	**0,72**	0,69	0,66	0,67
8)	0,79	0,80	**0,83**	0,82	0,73	*0,65*	*0,65*	0,69	0,75	0,78	**0,82**	*0,79*	0,76

)ie ganze Schwankung ist doppelt so gross wie die tabellierte Amlitude.

In den Tropen ist, wie gesagt, das Juniminimum ausgeprägter ls das Dezemberminimum. In nördlicheren Breiten vermindert sich ler Unterschied zwischen den beiden Minimis und in Mailand (45⁰ 28′ . Br.) sind sie gleich. In noch nördlicheren Breiten ist das Winterninimum gewöhnlich tiefer als das Sommerminimum.

Dieser Gang deutet auf eine kosmische Ursache. Ein ganz ähnicher Gang zeigt sich in der Menge der negativ geladenen Partikelchen,

die von der Sonne weggetrieben in die Erdatmosphäre gelangen (vgl. S. 153 und unten Kap. Polarlicht).

Auch die halbtägige Periode ändert sich mit der Höhe der Beobachtungsstation, indem die Amplitude der Schwankung proportional mit der überlagernden Luftmasse zunimmt. Auf Gipfelstationen wird der Gang ein wenig durch die unter dem Einfluss der Erwärmung aufsteigenden Luftmassen gestört, sodass daselbst der Phasenwinkel geringer ausfällt, als an Stationen in der Ebene, wie die oben angeführten Beispiele vom Säntis und Sonnblick zeigen.

Man hat die halbtägige Schwankung als eine Art Resonanzerscheinung zu erklären versucht. Die Atmosphäre sollte eine natürliche Schwingungsperiode von nahezu 12 Stunden besitzen (Lord Kelvin). Nun hat die Erwärmung der Luft, mittels harmonischer Analyse untersucht, ein Glied von halbtägiger Periode und, obgleich es schwächer als das ganztägige ist, könnte es durch Resonanz eine viel stärkere Schwingung der Luft als dieses hervorrufen. Gegen diese durch viele interessante Untersuchungen gestützte Erklärung scheint der Umstand zu sprechen, dass der Phasenwinkel der halbtägigen Erwärmungsperiode an verschiedenen Orten sehr verschieden ist, im Gegensatz zum Phasenwinkel der halbtägigen Luftdruckschwankung.

Die Jahresperiode des Luftdruckes. Der Luftdruck zeigt auch eine jährliche Schwankung, die eine Folge der Temperaturschwankung ist. Dementsprechend ist dieselbe in äquatorialen Gegenden sehr gering. In höheren Breiten nimmt sie, obwohl in sehr unregelmässiger Weise, zu. Der Einfluss der verschiedenen Erwärmung von Kontinenten und Meeren macht sich hier geltend. Da diese im Winter wärmer sind als jene, so bilden sich über ihnen Barometerminima aus, in welchen die erwärmte Luft aufsteigt, um zu den kühlen Kontinenten abzufliessen und da Maxima hervorzurufen. Im Sommer sind die Temperaturunterschiede zwischen Kontinent und Meer umgekehrt, das Minimum liegt über dem Kontinent, das Maximum über dem Meere. An Küstenstationen treten Mischungen von diesen beiden Typen auf mit zwei Maximis im Winter und Sommer und zwei Minimis im Frühling und Herbst. In den arktischen Gegenden (nördliche Halbkugel) treten umgekehrt die Maxima im April-Mai und November, die Minima im Januar und Juli auf.

Die erwärmte aufsteigende Luftsäule bringt auf Gebirgsstationen ein Maximum des Luftdruckes im Sommer (Juli-August) hervor und ein

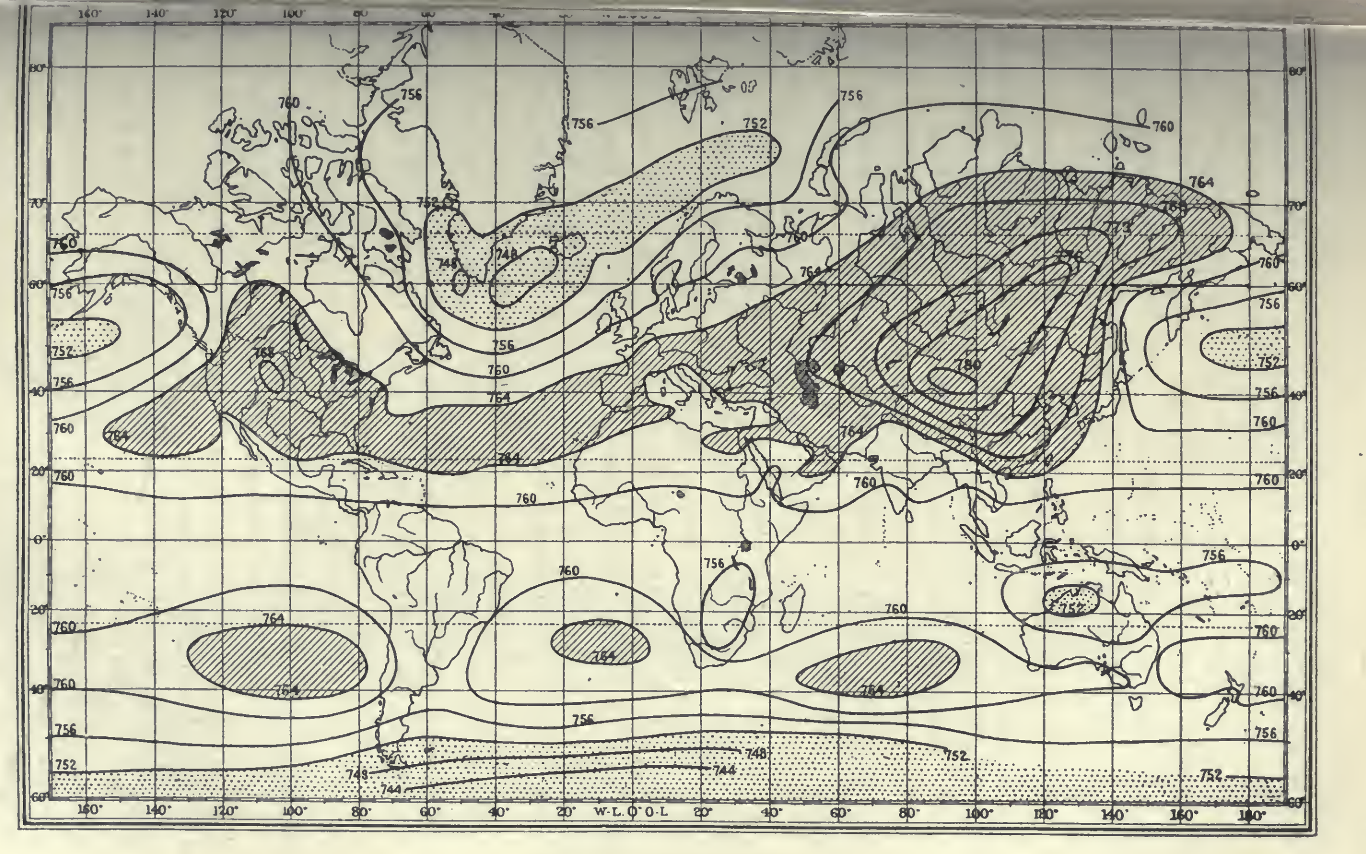


Fig. 187. Januar-Isobaren.

Minimum im Spätwinter (Febr.-März). Die Amplitude der Schwankung wächst, wie natürlich, mit der Seehöhe.

Geographische Verteilung des Luftdruckes. Um den Luftdruck an verschiedenen Stellen zu vergleichen, muss man, wie bei der Untersuchung der Temperaturverteilung, den Druck wegen der Meereshöhe korrigieren. Dies geschieht nach der oben gegebenen Barometerformel. Gewöhnlich reduziert man den Barometerstand auf Meeresniveau.

Durch Verbindung verschiedener Orte mit gleichem Luftdruck erhält man Isobaren, welche von Brandes (1816) und Loomis (1842) zuerst gezeichnet wurden. Diese Linien gleichen (auf Meeresniveau reduzierten) Luftdruckes bilden den wesentlichen Inhalt der Wetterkarten.

Die Verteilung des Luftdruckes ist auf den beigegebenen Karten (Fig. 187—188) für die extremen Monate Januar und Juli wiedergegeben. Die wichtigsten Details derselben sind folgende:

Im Januar herrscht niedriger Luftdruck über der äquatorialen Zone, von dort aus nimmt der Druck nach beiden Seiten hin zu und erreicht zwei Maxima an den 30. Breitegraden. Von 30° s. Br. nimmt der Luftdruck schnell gegen den Südpol hin ab.

Über Asien (besonders im Nordosten) liegt ein stark ausgeprägtes Maximum, ein etwas schwächeres über Nordamerika. Das kräftigste Minimum befindet sich im Nordwestteile des Atlantischen Oceans, ein schwächeres Minimum über dem Nordteil des Stillen Oceans.

Im Juli nimmt der Luftdruck vom Äquator, wo mittlerer Druck (760 mm) herrscht, bis etwa 30° s. Br. zu, von wo er, wie im Winter, stetig gegen den Südpol sinkt. Minima liegen über den mittleren und südlichen Teilen der nördlichen Kontinente. Unter 40° n. Br. herrscht hoher Luftdruck über den Oceanen, welche weiter nach Norden wieder niedrigeren Luftdruck aufweisen. Um den Nordpol herum steigt wiederum der Luftdruck auf mittlere Höhe (760 m)..

Im Jahresmittel hat die Äquatorialgegend niedrigen Luftdruck, mit einem Minimum von 756 mm über Nordaustralien. Dies entspricht dem dort liegenden Temperaturmaximum. Der Luftdruck nimmt gegen die subtropischen Breiten der Windstillen (sog. Rossbreiten) hin zu mit Maximis von 764 bis 766 mm über den Oceanen bei 30°, welche Maxima im Sommer etwas anschwellen und sich etwas weiter vom Äquator verschieben. Vom südlichen Wendekreis zum Südpol nimmt der Druck stetig ab bis unter 745 mm bei 60° s. Br.

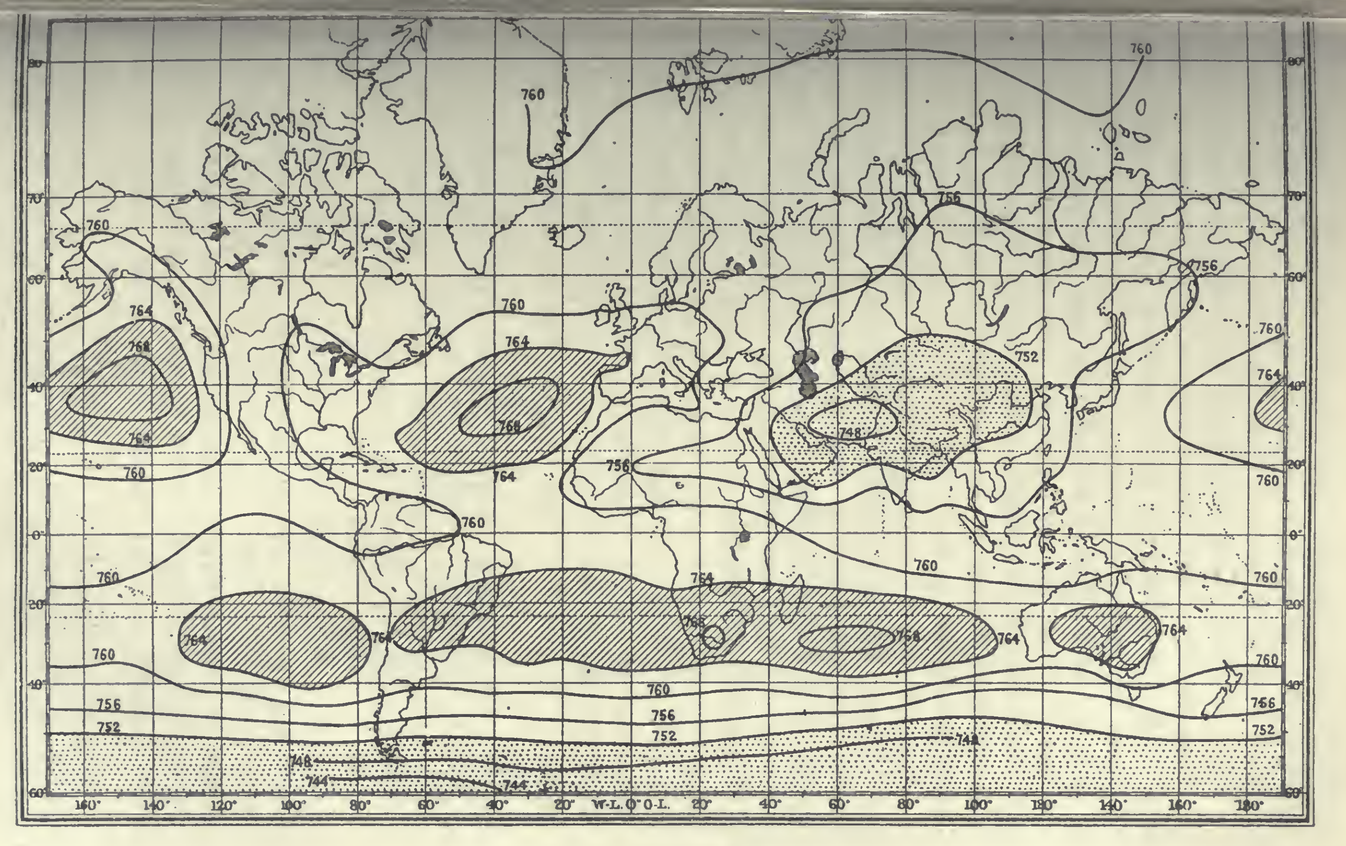


Fig. 188. Juli-Isobaren.

Nördlich vom nördlichen Wendekreis nimmt der Druck über den Ocean ab. Barometermaxima erscheinen dagegen über den Kontinenten besonders über Nordostasien, entsprechend dem da gelegenen Kältepol.

Die im Winter über dem Meere sich ausbildenden Minima sind häufig von Isobaren umschlossen, die den Küsten entlang oder parallel laufen. Dies wird besonders schön durch eine Karte von Hann für Mittelmeer hervorgehoben. Eine allgemeine Ähnlichkeit im Gang der Isobaren und Isanomalen ist auch unverkennbar (Teisserenc de Bort und Wild). Es giebt aber Ausnahmen von dieser Regel. Die Barometermaxima über dem Meere unter den Wendekreisen entsprechen Temperaturmaximis, über dem grönländischen Kältepol ruht kein Barometermaximum.

Aus den von Buchan gezeichneten isobarischen Weltkarten hat Baschin den mittleren Luftdruck für jeden 5. Breitegrad berechnet. Die Resultate der Rechnung sind in folgender Tabelle über die Abweichung des Barometerdruckes vom Mittelwert 760 mm zusammengestellt. Die Ziffern sind wie die in den Isobarenkarten gezeichneten für die Schwere korrigiert.

Breite	80	75	70	65	60	55	50	n. Br.
Januar	*— 2,9*	— 1,7	— 0,1	+ 2,2	+ 0,9	+ 0,9	+ 2,3	mm
Juli .	— 1,2	— 2,1	— 2,4	*— 2,5*	— 2,5	— 2,3	— 1,3	„
Jahr .	**+ 0,5**	0,0	— 1,4	*— 1,8*	— 1,3	— 0,3	+ 0,7	„

Breite	45	40	35	30	25	20	15	n. Br.
Januar	+ 2,8	+ 3,7	+ 4,8	**+ 4,9**	+ 4,3	+ 2,7	+ 1,1	mm
Juli .	— 0,6	**— 0,1**	— 0,4	— 1,0	— 1,5	— 2,1	*— 2,3*	„
Jahr .	+ 1,5	+ 2,0	**+ 2,4**	+ 1,7	+ 0,4	— 0,8	— 1,7	„

Breite	n. Br. 10	5	0	s. Br. 5	10	15	20
Januar	— 0,5	— 2,0	— 2,0	— 2,0	— 2,6	*— 2,8*	— 2,0
Juli .	— 2,1	— 1,4	— 0,6	— 0,1	+ 1,1	+ 1,7	+ 3,2
Jahr .	*— 2,1*	— 2,0	— 2,0	— 1.7	— 0,9	+ 0 2	+ 1,7

Breite	s. B. 25	30	35	40	45	50	Mittel
Januar	— 0,4	**+ 1,5**	+ 2,5	+ 2,0	— 1,2	*— 6,5*	+ 0,6
Juli .	+ 4,6	**+ 5,4**	+ 4,0	+ 0,3	— 3,5	*— 7,5*	— 0,2
Jahr .	+ 3,2	**+ 3,5**	+ 2,4	+ 0,5	— 2,7	*— 6,8*	0,0

Der meteorologische Äquator bezüglich des Luftdruckes liegt ebenso wie bezüglich der Temperatur etwa 10° nördlich vom geographischen Äquator. Charakteristisch ist die rasche Abnahme des Luftdruckes von 35° s. Br.

am Südpol hin. Nach den Beobachtungen von Sir James Ross (in en Sommermonaten 1839—43) nimmt der Luftdruck noch in den südchsten erreichten Gegenden stetig ab und erreicht für 60° s. Br. 740,4 mm ir 74° s. Br. den ausserordentlich geringen Wert 736,4 mm.

Wenn man die recht unsicheren Daten für die Polargebiete mit Rechnung zieht, so erhält man folgende Mittelwerte für den auf leeresoberfläche reduzierten Luftdruck: auf der nördlichen Halbkugel 59,8 mm, auf der südlichen 756,3 mm.

Nach den Berechnungen von Baschin ist der Luftdruck auf er Halbkugel, welche gerade Winter hat, im Mittel etwa 3 mm öher als auf der Halbkugel, wo Sommer herrscht. Es wandert also ine bedeutende Luftmasse über den Äquator zu der Halbkugel iit fallender Temperatur, was ja wegen der Wärmeverteilung zu rwarten ist. Wegen der Korrektion auf Meeresniveau sind die anführten Daten etwas grösser als der mittlere Druck an der Erdberfläche. Die mittlere Landhöhe beträgt 700 m, einem Drucke on 63 mm entsprechend. Da die Landfläche 26,6 Proz. der Erdberfläche ausmacht, so findet man, dass der wirkliche mittlere Druck n der Erdoberfläche um etwa 16,7 mm geringer als der mittlere eduzierte Druck 758,1 mm ist (vgl. S. 347). Demnach sind sowohl ie oben berechneten Werte der Höhe der reduzierten Atmosphäre ls auch des Totalgewichts der Luftmasse um 1,8 Proz. zu vermindern, vodurch die Werte auf 7854 m bezw. 5173.10^{12} Tonnen sinken (vgl. S. 475).

Die Luftmasse, welche jährlich über den Äquator verschoben wird, epräsentiert 0,2 Proz. der ganzen Luftmenge, d. h. $10,4.10^{12}$ Tonnen, der Masse von 10400 km³ Wasser entsprechend. Auf diese Verschiebung will Spitaler die kleinen beobachteten Breitenschwankungen zurückführen.

Die unperiodischen Luftdruckschwankungen. Viel grösser als die einige Millimeter betragenden jährlichen oder täglichen Schwankungen des Barometers sind diejenigen, welche mit dem Gang der Cyklonen verbunden sind. Wenn man die Veränderlichkeit des Monatsmittels des Luftdruckes als die mittlere Abweichung (deren Zeichen unberücksichtigt bleibt) der einzelnen Monatsmittel vom Generalmittel in einer langen Reihe von Beobachtungsjahren berechnet, so erhält man erhebliche Werte, so z. B. für Paris und Januar nach einer 120jährigen Reihe nicht weniger als 3,5 mm. Die Veränderlichkeit ist am grössten in den Wintermonaten und in höheren Breiten, am geringsten im Som-

mer und in den Tropen, ungefähr wie die Veränderlickeit der Tempe raturmittel. Dagegen zeigen die Oceane in Bezug auf den Luftdruc Unstetigkeit, die Kontinente geringere Veränderlichkeit, umgekehrt w für die Temperatur. Besonders der Nordwestteil des Atlanten (im Wir ter) und das südliche Polarmeer sind durch grosse Unruhe der Lu gekennzeichnet. Die unperiodische tägliche Schwankung erreicht i Winter für Jan Mayen 9,1 mm (dagegen nur 2,7 im Sommer), auf Süd georgien sind die entsprechenden Werte 8,8 und 7,2 mm, während si in Lissabon sich auf nur 3,5 bezw. 2,1 mm belaufen.

Dieselben Unterschiede zeigen sich in den monatlichen unperiodische Schwankungen, für welche Köppen folgende Tabelle entworfen ha (geltend für die Nordhalbkugel):

n. Breite	0	10	20	30	40	50	60	70	80	
Winter, Ocean . .	3	4	8	16	29	38	54	40	34	mm
„ Kontinent	4	6	9	13	18	25	31	29	—	„
Sommer, Ocean . .	3	4	6	9	16	25	28	25	18	„
„ Kontinent	4	5	7	10	12	14	19	18	—	mm

Das Maximum der Unruhe liegt auf etwa 60° n. Br im Meer zwische Island und Grönland.

In den Tropen gehen die halbtägigen Schwankungen in die un periodischen Schwankungen ein und vergrössern sie um etwa 2—3 mm Diese regelmässige Schwankung ist in den Köppenschen Zahlen durc Korrektion entfernt. Die barometrische Unruhe ist auf dem Atlante etwa doppelt so gross wie im Stillen Ocean. Ferner ist sie grösser übe Amerika als über Europa.

Die Abweichung vom mittleren Barometerstand ist bei weitem nich so gross, wenn sie positiv, wie wenn sie negativ ist. Besonders gilt die für Küstenstationen. Für Valentia ist das Verhältnis der negativen zu den positiven Abweichungen wie 1,62:1, für Barnaul in Sibirien nu wie 1,17:1. Dieser Unterschied zwischen hohem und niedrigem Luft druck rührt davon her, dass die grossen atmosphärischen Störungen an die cyklonischen Barometerminima gebunden sind.

Die grössten Abweichungen vom normalen Luftdruck findet man deshalb in den Barometerminimis. In Reykjavik auf Island wurde am 4. Febr. 1824 692,0 mm beobachtet, am 26. Jan. 1884 in Kilcreggan Schottland, sank das Barometer auf 693,9 mm. Vielleicht noch einige Zehntel Millimeter tiefer stand das Barometer über Nordirland am 8. Dez. 1886.

Bei tropischen Wirbelstürmen werden gelegentlich noch tiefere Drucke beobachtet, so 687,8 mm über False Point an der Küste von Orissa (Bengalischer Meerbusen) am 22. Sept. 1885, wobei das Meer grosse Verheerungen anrichtete (etwa 8000 Menschenleben gingen verloren).

Die höchsten Barometerstände sind in Sibirien im Winter beobachtet worden. Am 16. Dez. 1877 9 Uhr N. M. wurde in Tomsk ein Luftdruck von 792,8 mm bei — 45,1° C. beobachtet, was auf Meeresniveau und Normalschwere reduciert 802,4 mm entspricht. Gleichzeitig beobachtete man in Semipalatinsk bei — 47,2° C. einen Druck von 784,5 mm, was nicht weniger als 811,0 mm im Meeresniveau entspricht. (Dies dürften die höchsten vorliegenden Daten sein, indem eine Angabe über einen sehr hohen Luftdruck am 23. Jan. 1900, nach Mitteilung vom physikalischen Centralobservatorium zu Pawlowsk, auf einen zufälligen Fehler beruht.)

Die unregelmässigen Barometerschwankungen ziehen wie eine Art von Wellen von unregelmässiger Höhe und Schwingungszeit über die Erdoberfläche. Sie befolgen dabei meistens eine östliche Richtung. Einige Versuche, die mittlere Dauer dieser Luftwellen zu berechnen, sind ausgeführt worden. Sie geben für Paris (1883 bis 1892) etwa 5 Tage mittlere Dauer und eine mittlere Schwankung von etwa 30 mm, welche Daten für Mitteleuropa wohl ziemlich zutreffen.

Wegen der unperiodischen Luftdruckschwankungen muss man eine sehr lange Reihe von Beobachtungsjahren der Rechnung zu Grunde legen, um ein Monatsmittel, das auf 1 mm genau ist, zu erhalten. Man benutzt deshalb dieselbe Methode, wie bei der Berechnung der mittleren Temperatur, indem man die Abweichung von einer nahegelegenen Hauptstation ermittelt. Diese Differenz hält sich nämlich sehr nahe konstant. So z. B. schwankt die Differenz der Jahresmittel von München und Ischl, welche 160 km von einander entfernt liegen, um einen Mittelwert 5,34 mm mit den Extremen 5,48 und 5,16 mm (1871—1880), mit einer Veränderlichkeit von nur 0,06 mm. Auf diese Weise erhält man schon in einem Jahr ein Jahresmittel, das auf 0,1 mm genau ist, während sonst in Mitteleuropa etwa 30—40jährige Beobachtungen dazu nötig wären.

Diese Barometerdifferenzen dienen deshalb den Meteorologen als Kontrolle, um zufällige Beobachtungs- oder Rechnungsfehler auszuschalten oder die Zuverlässigkeit und unveränderte Aufstellung der Beobachtungsinstrumente u. s. w. zu prüfen.

VII. Das Wasser in der Atmosphäre.

Eigenschaften des Wasserdampfes. Die wichtigste Eigenschaft des Wasserdampfes, die er übrigens mit anderen Dämpfen teilt, ist die starke Zunahme seiner Maximalspannung mit der Temperatur. Eine Steigerung der Temperatur um nur 10^0 genügt (bei 0^0) dazu, die zur Sättigung eines bestimmten Volumens Luft nötige Wassermenge zu verdoppeln. Die Zunahme ist jedoch stärker bei niederer als bei höherer Temperatur, sodass bei 100^0 die Zunahme pro Grad nur 3,6 Proz. beträgt, während sie bei 0^0 7,0 Proz. pro ^{0} C. erreicht. Der Wasserdampf folgt bei Maximalspannung der schon mehrfach benutzten Formel:

$$\frac{dp}{p} = \frac{MW \cdot J}{RT^2}\,dt = \frac{18 \cdot W}{1{,}99\,T^2}\,dt.$$

M ist das Molekulargewicht des Wasserdampfes (18), W die latente Wärme bei der Verdampfung, welche nach den zuverlässigsten Messungen für verdampfendes Wasser den Wert: 602,7 cal. bei 0^0 (Dieterici), 579,3 bei 30^0 und 573,2 bei $40{,}2^0$ (Griffiths) sowie 536,7 bei $99{,}9^0$ (Regnault) besitzt, welcher für verdampfendes Eis um die Schmelzwärme des Eises, 79,7 cal. bei 0^0, 75 cal. bei -10^0 C., zu vergrössern ist.

R ist die Gaskonstante und J das mechanische Äquivalent der Wärme.

Aus der genannten Formel folgt durch Integration:

$$2{,}3025 \log \frac{p_1}{p_0} = \frac{18 \cdot W}{1{,}99} \left(\frac{T_1 - T_0}{T_0\ T_1}\right).$$

Mit Hilfe dieser Formel kann man W aus den Beobachtungsdaten berechnen. Dazu sind die Beobachtungen von Juhlin über den Dampfdruck bei Temperaturen unter 0^0, diejenigen von Regnault bei höheren Temperaturen benutzt. Wir erhalten auf diese Weise:

Dampf über Eis.

Temp. . .	— 40	— 30	— 20	— 10	0° C.
Dampfdruck	0,118	0,312	0,806	1,997	4,60 mm
W . . .	608	644	666	661	cal.

Dampf über Wasser.

Temp. . .	— 10	0	+ 10	+ 20	+ 30	+ 40° C.
Dampfdruck	2,197	4,60	9,16	17,39	31,55	54,91 mm
W	588	587	586	584	580	cal.

Temp. . . .	+ 40	+ 50	+ 84	+ 92	+ 100° C.
Dampfdruck	54,91	91,98	417,0	611,0	760,0 mm
W . . .	575	566	553	550	cal.

Bei hohen Temperaturen (über etwa 27° C.) findet man *W*-Werte, welche die direkt beobachteten übersteigen — bei 100° C. um etwa 2 Proz. Man nimmt deshalb an, dass das Molekulargewicht des gesättigten Wasserdampfes etwas grösser, und zwar bei 100° um etwa 2 Proz. grösser als der theoretische Wert 18 ist. In der That weiss man, dass die Dampfdichte des Wasserdampfes etwas grösser ist als die theoretische, nach Cahours bei 107° C. 3,6 Proz. in nahezu gesättigtem Dampfe, was darauf beruht, dass einige Dampfmolekeln die Formel H_4O_2 besitzen.

Schwieriger ist es, die entgegengesetzte Abweichung, die bei 0° 2,5 Proz. erreicht, für Temperaturen unter 27° C. zu erklären. Man kann doch nicht annehmen, dass 5 Proz. der Wasserdampfmolekeln bei 0° C. in Wasserstoff und Sauerstoff zerfallen. Die Abweichung scheint auch nicht aus den möglichen Beobachtungsfehlern zu erklären zu sein, denn man müsste dann Beobachtungsfehler von etwa 0,4 mm voraussetzen. Diese Abweichung verdient die grösste Aufmerksamkeit und eine Neubestimmung der Verdampfungswärme bei 0° C. scheint wünschenswert.

Auch die *W*-Werte unter Null scheinen eine geringere Verdampfungswärme als die von Dieterici gefundene zu verlangen.

Mit steigender Temperatur steigt also, infolge der Zunahme der Maximalspannung, der Wasserdampfgehalt der Luft rapid. Die Luft ist zwar nicht gesättigt, aber bei sonst gleichen äusseren Umständen bleibt die sogenannte relative Feuchtigkeit, d. h. das Verhältnis zwischen der thatsächlich in der Luft befindlichen Dampfmenge und der in gesättigter Luft enthaltenen, nahezu konstant. Falls demnach die Temperatur der Erde, die im Mittel 15° C. beträgt, aus

irgend einem Grunde um 1° C. steigen würde, so würde der Wasserdampf an der Erdoberfläche um etwa 6,3 Proz. zunehmen. In demselben Verhältnis würden auch die Wasserdampfmengen in höheren Luftschichten, wie wir unten sehen werden, steigen, d. h. die ganze Wassermenge der Atmosphäre würde um 6,3 Prozent zunehmen.

Die Atmosphäre würde dadurch ihre Wärmeabsorption erhöhen und weniger Wärme würde zur Erdoberfläche gelangen. Das Klima würde an der Erdoberfläche mehr oceanisch werden. Die Wärmeunterschiede zwischen den höheren Luftschichten am Äquator einerseits und über den Polargebieten andererseits würden steigen, was die Ausgleichung der Temperaturunterschiede durch kräftigere Luftströmungen befördern würde. Da die wärmetransportierende Fähigkeit der Luft mit der Temperatur stark zunimmt, würde der Ausgleich effektiver sein wie jetzt. Die Winde würden auch die Meeresströme in stärkere Bewegung setzen. Die Niederschlagsmenge würde in ungefähr demselben Verhältnis zunehmen wie der Wasserdampfgehalt der Luft.

Die Wirkung würde qualitativ ungefähr dieselbe, aber quantitativ viel bedeutender sein, wie der oben besprochene Effekt der Sonnenflecke auf das Klima von Westeuropa. Ausserdem würde ein kräftiger Ausgleich der Temperatur auf der Erdoberfläche zu stande kommen. Ein solcher Zustand herrscht wahrscheinlich jetzt auf dem Mars (vgl. S. 189) und herrschte sicher in vielen früheren geologischen Epochen auf der Erde. Auf dem Mars kann er nicht dem Wasserdampf zugeschrieben werden, man hat also ein anderes wärmeabsorbierendes Gas in seiner Atmosphäre (wahrscheinlich Kohlensäure) zu vermuten. In den vergangenen geologischen Epochen, welche durch eine ziemlich gleichmässig über die Erdoberfläche verteilte Temperatur gekennzeichnet waren, war die mittlere Temperatur der Erde jedenfalls bedeutend höher wie jetzt. Als beispielsweise Korallen im Meer bei Spitzbergen gediehen, muss die Temperatur daselbst 20° überstiegen haben, und die Temperatur am Äquator muss noch höher gewesen sein.

Es war also damals der Wasserdampfgehalt der Luft viel grösser wie jetzt. Obwohl nun der Wasserdampf die Temperatur der Erdoberfläche durch seine „Glashauswirkung“ (vgl. S. 171) erhöht, so kann man doch nicht die damalige hohe Temperatur (und damit den hohen Wasserdampfgehalt der Luft) durch die grössere Wasserdampfmenge allein erklären. Dies wäre ebenso unrichtig, wie die, übrigens von namhaften Autoren vertretene Ansicht, dass der Hauptgrund der niederen Temperatur im Gebirge Mangel an Wasserdampf in der Luft sei. Man

uss nämlich annehmen, dass der jetzige Zustand stabil ist. Falls es nicht der Fall wäre, so würde vom Weltmeer etwas Wasser dampfen, der neugebildete Wasserdampf würde die Temperatur der rdoberfläche erhöhen, es würde mehr Wasserdampf in die Luft gehen nd so weiter, bis man so weit käme, dass das Klima dasselbe, wie den besprochenen geologischen Epochen, z. B. in der Eozenzeit wäre. Vasser giebt es immer genug im Meere, um die nötige Dampfmenge er Luft abzugeben. Man muss also annehmen, dass ein anderer Faktor ır Erhöhung der Temperatur beitrug und die erste Wärmezunahme ervorrief. Dann konnte diese Zunahme durch Verdunstung von Wasser erstärkt werden.

Die starke Abnahme des Wasserdampfes mit der Höhe ist auch ine Folge des Abhängigkeitsverhältnisses zwischen Temperatur und Iaximalspannung. Wie die oben angeführte Tabelle (vgl. S. 586) zeigt, immt aber auch im allgemeinen die relative Feuchtigkeit mit wachender Höhe ab. Falls die Luft stillstände, würden sich allmählich alle uftschichten vom Meer mit Wasserdampf sättigen. Die vertikale Cirulation führt kalte wenig wasserhaltige Luft nach unten, wobei sie sich rwärmt und die relative Feuchtigkeit sinkt. Dieser Effekt ist bei leichem Sinken der Luftmasse stärker bei niederer Temperatur als bei oher, wie aus der obigen Tabelle aus der prozentischen Zunahme der Iaximalspannung zwischen beispielsweise — 20 und — 15 auf der einen, + 10 und + 15 auf der anderen Seite, hervorgeht. Die Abnahme der elativen Feuchtigkeit in grösseren Höhen kann so erklärt werden, ohne lass man eine Zunahme der Cirkulation mit der Höhe anzunehmen braucht. Iedenfalls zeigt diese Abnahme, dass die Cirkulation in vertikaler Richtung is zu den grössten erreichten Höhen von ungefähr derselben Grössenrdnung wie in den unteren Luftschichten ist. Früher war man geeigt, einen relativen Stillstand der höheren Luftschichten anzunehmen.

Wasserdampf hat ein geringeres spezifisches Gewicht als Luft (im Verhältnis 18 : 28,9 = 0,623 : 1). Feuchte Luft hat deshalb geringeres spezifisches Gewicht als trockene, wofür auch oben in der Barometerformel eine Korrektion angebracht ist. Der Unterschied des Gewichtes von einem Kubikmeter trockener Luft und mit Wasserdampf gesättigter Luft von 760 mm Druck ist jedoch gering. Er beträgt bei:

— 20	— 10	0	+ 10	+ 20	+ 30	+ 40° C.
0	1	3	6	11	18	30 g.

Da nun eine Temperaturerhöhung von 1° C. einer Abnahme des Gewichtes von 5 g bei — 5° C. und von 4 g pro m³ bei 25° C. entspricht,

so sieht man, dass der Einfluss der Wasserdampfaufnahme nur bei hohen Temperaturen mit demjenigen einer Temperaturzunahme in Vergleich kommen kann.

Instrumente zur Messung des Wassergehaltes der Luft. Die theoretisch einfachste und direkteste Methode ist diejenige, ein bestimmtes Volumen Luft mit Hilfe eines Aspirators über oder durch ein Absorptionsmittel für Feuchtigkeit (Chlorkalcium in Stücken, Schwefelsäure auf Bimstein- oder Glasstücken oder am besten Phosphorsäureanhydrid in Röhren eingefüllt) langsam streichen lässt. Die Gewichtszunahme des Absorptionsmittels giebt die in der durchgesaugten Luftmenge vorhandene Wassermenge an.

Da für gewöhnlich der Aspirator (meist eine sogenannte Mariottesche Flasche) mit Wasser gefüllt ist, muss man zwischen ihm und den Trockenmittel enthaltenden Röhren andere Röhren mit Trockenmitteln einschalten, damit kein Wasserdampf vom Aspirator zu den eigentlichen Trockenröhren hinüberdiffundiert. Eine kleine Korrektion ist bei der Berechnung des durchgesaugten Volumens, wegen der Volumsänderung der Luft bei ihrer Sättigung mit Wasserdampf im Aspirator anzubringen.

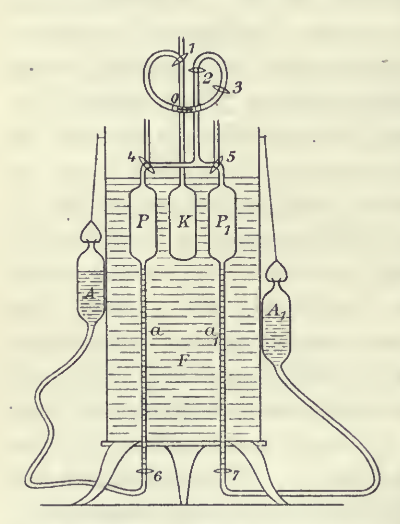


Fig. 189. Hygrometer von Sondén.

Diese Methode ist umständlich und verlangt relativ grosse Apparate und eine gute Wage, die nicht gut auf Expeditionen mitgeführt werden können. Dies vermeidet eine andere chemische Methode. Man führt eine bestimmte Menge der Luftprobe in eine Pipette ein und notiert den Druck vor und nach der Absorption des Wasserdampfes durch Schwefelsäure (Schwackhöfer, Edelmann). Eine genauere Modifikation dieser Methode ist von Sondén angegeben. Nachdem die Probe in eine Pipette P von bestimmtem Volumen eingeführt ist, wird sie durch Quecksilber in eine andere Pipette P_1 (Fig. 189) verdrängt, wo sie sich mit Wasserdampf über Wasser sättigt. Sie wird dann in die erste Pipette zurückgetrieben und man misst die Volumszunahme (in der engen Röhre a), die erfolgen muss, bis der Druck den ursprünglichen Wert annimmt. Die Un-

veränderlichkeit des Druckes wird mit grosser Schärfe von einem sogenannten Kompensator K angegeben. Dieser besteht aus einer konstanten Luftmasse, die durch einen Ölindex O von der ersten Pipette getrennt ist. Die geringste Veränderung des Druckes bringt eine Verschiebung des Index mit sich. Hähne erlauben die verschiedenen Teile des Apparates voneinander abzuschliessen. K, P und P_1 liegen in einem Wasserbad.

Dasselbe Prinzip kann für die Bestimmung des Sauerstoffs oder der Kohlensäure in der Luft benutzt werden. Man verwendet dabei Ab-

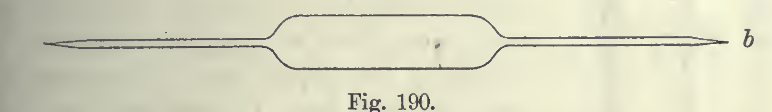


Fig. 190.

sorptionsmittel der betreffenden Substanzen (Pyrogallol bezw. Kalilauge).

Die Luftproben können in evacuierte Röhren von beistehender Form (Fig. 190) genommen werden. Durch Abbrechen der Spitze b wird die Röhre mit Luft von dem zu untersuchenden Orte gefüllt, wonach die Röhre wieder bei b mit Hilfe einer Stichflamme geschlossen wird. Von der Luftprobe, von etwa 200 cc Volumen, nimmt man einen Teil zur Bestimmung des Wasserdampfes, einen zweiten zur Ermittelung der Kohlensäure u. s. w.

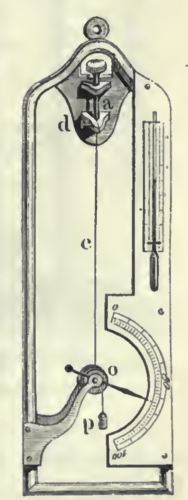


Fig. 191. Haarhygrometer von Saussure.

Die einfachste Methode zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Luft ist die Beobachtung des Haarhygrometers von Saussure (Fig. 191). Ein (am besten blondes) langes Menschenhaar, c, wird mit Sodalösung entfettet und an einem Ende, d, eingespannt. Das andere Ende, das mit einem Spanngewicht, p, versehen ist, wird um eine rauhe Achse, o, auf der senkrecht ein Zeiger sitzt, geschlungen. Bei Zunahme der relativen Feuchtigkeit absorbiert das Haar Wasser und verlängert sich. Die Verlängerung wird auf einer Skala abgelesen, über welcher das Ende des Zeigers spielt. Die Graduierung des Hygrometers geschieht empirisch mit Hilfe von Lösungen, die einen bestimmten relativen Dampfdruck zeigen und mit denen das Instrument in einem dichten Kasten eingeschlossen wird. (Wasserfreie Schwefelsäure wird zur Bestimmung des Nullpunktes, reines Wasser zur Bestimmung des Hundertpunktes benutzt). Das Haarhygro-

meter wird zur Konstruktion von selbstregistrierenden Instrumente[n], Hygrographen, benutzt. Es empfiehlt sich, dieselben hin und wied[er] zu kontrollieren.

Eine andere Methode ist die Bestimmung des Thaupunktes, d[er] Temperatur, bei der die Luft gerade mit Wasserdampf gesättigt is[t] (Kondensationshygrometer von Daniell, Verbesserungen sind vo[n] Regnault und Crova angegeben.) Man kühl[t] ein blankes, mit Gold, Silber oder Nickel überzogenes, am besten metallenes, Gefäss, das ein[e] leicht verdampfende Flüssigkeit, wie Äther, enthält, in der Weise ab, dass man die Flüssigkei[t] allmählich verdampfen lässt. Am einfachste[n] geschieht dies durch Durchsaugen eines Luftstromes. (Daniell liess die Flüssigkeit in ein damit luftdicht verbundenes ziemlich luftleeres Gefäss, das abgekühlt wurde, hinüberdestillieren). Wenn das Gefäss genügend abgekühlt ist, fällt Wasserdampf aus der umgebenden Luft aus. Die blanke Oberfläche überzieht sich mit einem matten Anflug. Die Temperatur wird notiert. Man lässt das Gefäss sich langsam erwärmen, indem man den Luftstrom abstellt, und beobachtet die Temperatur beim Verschwinden des matten Thauüberzugs. Der Mittelwert der beiden Temperaturen ist der Thaupunkt. Bei dem Crovaschen Hygrometer saugt man die zu untersuchende Luft durch ein inwendig blankes Rohr, das mit Glasplatten, durch welche man die Thaubildung beobachtet, verschlossen und von der abdampfenden Flüssigkeit in einem äusseren Rohr umgeben ist. Man erhält auf diese Weise die genauesten Resultate.

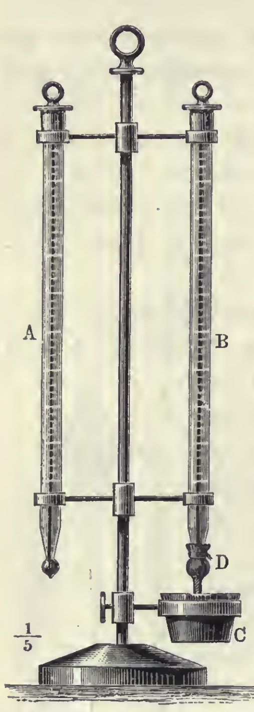


Fig. 192. Augusts Psychrometer.

Die Luft enthält so viel Wasserdampf, wie der Maximalspannung beim Thaupunkt entspricht.

Das gebräuchlichste Instrument zur Feuchtigkeitsbestimmung ist das Psychrometer von August (Fig. 192).

Befeuchtet man die Kugel eines Thermometers, *B*, was gewöhnlich in der Weise geschieht, dass man sie mit einem Musselinstück, *D*, umwickelt, das in Wasser, in *C*, herunterhängt, so sinkt ihre Temperatur im allgemeinen

ınter die Lufttemperatur. Dies beruht darauf, dass das Wasser in die ımgebende nicht gesättigte Luft verdunstet, wodurch Wärme ver-ᵣraucht wird. Diese Verdunstung ist pro Zeiteinheit dem Sättigungs-efizit $(E-e)$ direkt und dem Luftdruck, b mm, umgekehrt proportional. ındererseits ist die Temperatursenkung, d. h. die Temperaturdifferenz $\tau-\tau_1$) des trocknen, A, und des feuchten Thermometers, B, annähernd der 'erdunstungsgeschwindigkeit proportional. Diesem Verhalten entspricht ie Formel:

$$e = E - A b (\tau - \tau_1).$$

)ie Windgeschwindigkeit macht sich in dieser Formel nicht geltend, 'eil in erster Annäherung die Abkühlung zufolge der Verdampfung urch die Wärmezufuhr, welche in nahezu derselben Weise wie die 'erdunstungswärme mit der Windgeschwindigkeit zunimmt, kompensiert 'ird. Für die Konstante A hat Sprung den Wert 0,00067 gefunden. vensson fand experimentell die Formel:

$$e = E (0{,}974 + 0{,}000442\, \tau_1) - 0{,}000596 (\tau - \tau_1)\, b.$$

Venn das feuchte Thermometer mit Eis bedeckt ist, also unter 0°, ist ie Konstante 0,000596 durch 0,000526 zu ersetzen. Diese Konstante ;t der 0,67 Potenz aus der inneren Reibung des umgebenden Gases ımgekehrt proportional.

Die Psychrometerformeln gelten zufolge der Wärmestrahlung nicht ır stillstehende Luft. Die Konstante A nimmt dann grössere Werte n. Bei steigender Windgeschwindigkeit sinkt sie allmählich, erst ziem-ch rasch, dann langsamer. Deshalb verwendet man bei genaueren lessungen das ventilierte Psychrometer von Belli oder Assmann, in 'elchem ein Luftstrom von konstanter Geschwindigkeit durch ein Uhr-'erk, das einen Centrifugalaspirator treibt, an der trockenen und der assen Thermometerkugel vorüber gesaugt wird.

Unter 0° giebt das Psychrometer unzuverlässige Resultate. Bei iner Temperatursenkung kann das Wasser überkühlt werden und beim achher eintretenden Gefrieren die Temperatur des nassen Thermometers ber diejenige des trockenen steigen. Die Luft kann dabei ausserdem ıit Wasserdampf (in Bezug auf Eis) übersättigt sein, sodass eine Konden-ation des Wasserdampfes anstatt der vorausgesetzten Verdunstung ein-ritt. Dabei steht ebenfalls das feuchte Thermometer höher als das rockne, man beobachtet eine „negative Psychrometerdifferenz".

In solchen Fällen verwendet man mit Vorliebe das Haarhygro-ıeter.

Wasserdampf giebt einige Absorptionsbänder, welche demnach den „atmosphärischen Linien“ (vgl. S. 23 und 505) gehören. Nach der Stär dieser „Regenbänder“ kann man die Menge des Wasserdampfes in d Luft beurteilen.

Verdunstung des Wassers. Ist die Luft nicht mit Feuchtigke gesättigt, d. h. erreicht der Partialdruck des Wasserdampfes in der Lu nicht den Maximaldruck des Wasserdampfes bei derselben Temperatu so giebt eine freie Wasserfläche der Luft Wasser ab. Die Geschwi digkeit, mit welcher die Abdunstung vor sich geht, ist unter übrige gleichen Umständen proportional dem sogenannten Sättigungsdefizit, d. der Quantität Wasserdampf, welche bis zur Sättigung von der Luft au genommen werden kann. Ausserdem übt die Geschwindigkeit des Wi des, wie leicht verständlich, einen sehr grossen Einfluss auf die Ve dampfungsgeschwindigkeit aus.

Die Verdunstungsgeschwindigkeit ist proportional der Geschwi digkeit, mit welcher der verdunstete Wasserdampf weggeführt wir Bei stillstehender Luft geschieht dies durch Diffusion, deren Stärk umgekehrt proportional ist der Anzahl von Luftmolekeln in der Um gebung, d. h. dem Druck, dividiert durch die Temperatur. (Einfache wäre die Abdunstungsgeschwindigkeit proportional dem Volumen V z setzen, in welchem eine Grammolekel Luft verbreitet ist; dies ist abe nicht üblich, weil man Druck und Temperatur, und nicht dieses Vo lumen, direkt beobachtet.)

Auch wenn der Wind über die verdunstende Oberfläche weht, bleib die Wirkung der Diffusion daneben bestehen.

Die Diffusionsgeschwindigkeit (V) entspricht folgender Formel:

$$V = K \cdot T \cdot (E - e) \sqrt{W} : B,$$

worin K eine Konstante, T die absolute Temperatur, $(E - e)$ das Sättigungsdefizit, W die Windgeschwindigkeit und B den Luftdruck darstellen.

Da der meiste Wasserdampf an der Meeresoberfläche gebildet wird, hat die Verdunstung von Salzwasser viel Aufmerksamkeit auf sich gezogen und viele Untersuchungen sind über diesen Gegenstand ausgeführt worden.

Das Meerwasser hat (vgl. S. 359) einen mittleren Salzgehalt von 3,4 Proz., einer Gefriertemperatur von 2,2° C., oder einer Dampfdruckerniedrigung von 2,1 oder rund 2 Proz. entsprechend. Das Sättigungsdefizit über dem Meere ist deshalb um 2 Proz. des Maximaldruckes

ei der gegebenen Temperatur niedriger als dasjenige über Süsswasser. Bei der Verdunstung von Meereswasser hat man mit diesem Sättigungsefizit, im übrigen aber wie bei der Verdunstung von Süsswasser, zu echnen. Ähnliche Bemerkungen gelten für die Verdunstung von salzaltigen Binnenseen, die bei hohem Salzgehalt sehr wenig abdampfen. Ian kann demnach keine konstante Zahl für das Verhältnis der Verunstungsgeschwindigkeit über Meeres- und Seewasser finden, wonach aan auch vergeblich gesucht hat.

Die jährlich in den Tropen verdunstende Wassermenge wird von Iaughton auf 216 cm geschätzt. Zu ähnlichen Ziffern ist man für die 'erdunstung von Süsswasserteichen in Indien (232 cm bei Madras, 59 cm bei Bombay) gelangt.

Betreffs des Windes sollte man auf den ersten Blick glauben, ass die von einer kleinen Fläche, z. B. einer Psychrometerdute, verunstende Menge der vorbeistreichenden Luftmenge, d. h. der Windeschwindigkeit proportional wäre. Die Tiefe, bis zu welcher Wasserdampf n die vorbeiziehenden Luftschichten dringt, ist aber der Quadratvurzel aus der Berührungszeit mit der Wasserfläche proportional, mit nderen Worten, der Quadratwurzel aus der Windgeschwindigkeit umgekehrt proportional. Die totale abgeführte Wassermenge in einer bestimmten Zeit ist demnach nur der Quadratwurzel aus der Windgeschwindigkeit proportional. Die Richtigkeit dieses Satzes haben De Heen, Schierbeck und Svensson experimentell konstatiert.

Die Verdunstung über einer kreisförmigen Fläche, über welche ler Wind streicht, sollte demnach teils proportional ihrem Durchmesser (der Breite der berührenden Windschicht), teils der Quadratwurzel aus dem Durchmesser (aus der Berührungszeit) bei konstanter Windgeschwindigkeit, d. h. proportional der 0,75. Potenz der Oberfläche sein. Stefan hat aus den Diffusionsgesetzen abgeleitet, dass die in stillstehende Luft verdampfende Flüssigkeitsmenge bei gleichgeformten Flächen dem Umfang der Flächen proportional ist. In der That hat man gefunden, dass kleine Flächen schneller pro cm^2 verdampfen als grosse, der Unterschied ist jedoch nicht so gross, wie die oben abgeleiteten Beziehungen verlangen. Dies rührt daher, dass nicht nur horizontale, sondern auch vertikale Luftströmungen (durch den Temperaturunterschied der abdunstenden Fläche und der Luft) ins Spiel kommen. Wären diese allein vorhanden, so wäre die Abdunstung pro cm^2 bei grossen und kleinen Flächen gleich. Je grösser die Fläche, um so grössere Bedeutung haben die vertikalen Luftströmungen gegen-

über den horizontalen. Für das Meer gilt ohne Zweifel, dass die Verdunstung der Oberfläche proportional ist.

Um die Verdunstungsmenge zu messen, verwendet man besondere Instrumente, Verdunstungsmesser oder Atmometer. Die einfachste und gewöhnlichste Vorrichtung ist eine flache Schale mit niedrigem Rand, in welche man eine abgemessene Menge Wasser nahezu bis zum Rand giesst. Nach einer bestimmten Zeit wird die zurückgebliebene Wassermenge gemessen, woraus man leicht die pro Oberflächeneinheit und Zeiteinheit abgedunstete Wassermenge berechnen kann. Natürlich muss das Instrument vor Niederschlag geschützt sein.

Häufig stellt man ein mit Wasser gefülltes graduiertes Rohr in das Atmometer hinein, sodass die Öffnung des Rohres dicht unter der Oberfläche liegt. Der obere Teil des Rohres ist geschlossen. Dadurch wird das Niveau konstant gehalten, weil ebensoviel Wasser aus dem Rohr ausfliesst, wie vom Atmometer verdunstet. Man kann die abgedunstete Menge an der Graduierung ablesen.

Auf diese Weise hat man für verschiedene Stationen die Wasserhöhe bestimmt, welche daselbst im Laufe eines Jahres verdunsten würde. Dieselbe ist um so grösser, je trockener und wärmer das Klima ist. Sie übertrifft für gewöhnlich die Höhe der jährlichen Niederschlagsmenge. In höheren Breitegraden, an Orten, welche nahe am Meere mit seinen warmen Strömungen liegen, trifft dies nicht mehr zu. Dies ist eine Bedingung dafür, dass Vergletscherung eintreten kann. Einige Ziffern betreffs der jährlichen Verdunstung mögen angeführt werden. Sie beträgt in Bourgogne 57, in Bayern 60, in London 38, in St. Petersburg 30, in Astrachan 74, in Akmolinsk, Sibirien (51,2^0 n. Br., 71,4^0 ö. L.) 104, in Peking 97, in Petro-Alexandrowsk (41,4^0 n. Br., 61,2^0 ö. L.) 232, in Alice Springs (Innere Südaustraliens) 258, in Kimberley (Innere Südafrikas) 247 cm. Die drei letzten Werte sind ungewöhnlich hoch.

Die Daten für die Verdunstung fallen sehr verschieden aus, je nach der Aufstellung der Atmometer. So z. B. zeigte zu Nukuss vom Mai bis Sept. 1875 ein Atmometer im Thermometergehäuse 145 cm, ein im Flusse aufgestelltes, obgleich es von der Sonne beschienen wurde, nur 96 cm an. Die mittleren Temperaturen waren 22,6^0 bezw. 21,6^0 C.

Bisweilen beobachtet man sogenannte negative Verdunstung, z. B. auf Spitzbergen im Winter. Dufour und Forel hingen am Rhônegletscher 1810 m ü. d. M. Eisstücke aus. Durch Wägung konstatierten sie, dass, wenn der Taupunkt über 0^0 C. lag, Wasserdampf sich auf den Eisstücken kondensierte (0,24 cm pro Tag beim Taupunkt 2^0 C.)

Es sind nicht nur Meer, Flüsse, Sümpfe und Seen, welche zu dieser Feuchtigkeit beitragen, sondern auch das Festland, welches, wo es nicht aus unverwittertem Stein besteht, immer mehr oder weniger Wasser enthält. Am meisten gilt dies für die humushaltige Erde, sodann auch für Thon-, Lehm- und Lettenarten, und auch der Sandboden hält einen guten Teil Wasser in den Poren zwischen den Mineralbestandteilen zurück.

Wenn nun in der Luft keine Abfuhr von Feuchtigkeit durch vertikale Luftströmungen stattfände, so würde diese Abdunstung dazu führen, dass die Luft sich mit Feuchtigkeit sättigte. Eine Ausnahme würde das Meer wegen seines Salzgehaltes machen. Die relative Feuchtigkeit über dem Meere erreicht jedoch nicht 98 Proz., wie man nach dem oben gesagten (S. 620) vermuten könnte, sondern am Äquator nur etwa 80—84 Proz., näher den Polen etwa 90—96 Proz.

Die Verdunstung hat einen sehr scharf ausgeprägten täglichen und jährlichen Gang, welcher hauptsächlich von der Temperatur, aber auch obgleich in geringerem Grade von der Windstärke und der relativen Feuchtigkeit abhängt. Bei einer Zunahme der Temperatur steigt nämlich nicht nur die Maximalspannung des Wasserdampfes, sondern im allgemeinen sinkt auch die relative Feuchtigkeit, sodass das Sättigungsdefizit schneller als proportional dem Maximaldampfdruck zunimmt. (Die Zunahme des Maximaldruckes geschieht ziemlich im Verhältnis 1:2 bei einer Temperaturzunahme von 10° C.) Die Abnahme der Luftdichte und Zunahme der absoluten Temperatur mögen auch etwas beitragen. Die tägliche Veränderlichkeit der Verdunstung hat deshalb scharfe Extremwerte gleichzeitig mit der Temperatur, wie folgende Zahlen für Kairo zeigen (Verdunstung pro Stunde in mm). 1) November—Januar. 2) Mai—Juli.

Zeit	Mittn.	2	4	6	8	10	Mittg.	2	4	6	8	10	Mittel
1)	1,31	1,10	0,77	*0,65*	1,50	3,16	4,45	**4,76**	3,95	2,83	1,88	1,36	2,31
Temp.	13,0	12,0	11,5	*10,8*	12,9	15,9	20,1	**21,1**	20,5	17,2	15,0	13,2	15,28
2)	3,00	1,51	*0,91*	1,75	4,39	7,19	11,88	**13,87**	13,47	11,13	7,09	5,19	6,96
Temp.	21,4	19,3	*18,8*	20,3	23,9	28,4	32,2	**34,0**	33,4	30,9	27,6	24,3	26,21

Der jährliche Gang ist ähnlich, wie die folgenden Daten zeigen 1) St. Petersburg, 2) Tiflis, 3) Taschkent, 4) Kiew, 5) Barnaul (53,20° n. Br., 83° 47′ E. v. Gr.), 6) Nertschinsk (51° 19′ n. Br., 119° 37′ E. v. Gr.).

	Seehöhe	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1)	6 m	*4*	5	10	24	44	**63**	**63**	46	31	18	8	4	320 mm
2)	409	*16*	17	38	44	51	71	**90**	84	54	34	20	18	537 mm
3)	490	*29*	39	87	97	146	198	**215**	201	139	88	57	43	1339 mm
4)	183	*7*	8	20	45	82	71	**86**	70	51	24	10	7	481 mm
5)	146	*3*	4	13	40	95	**106**	**106**	84	63	39	9	3	565 mm
6)	657	*0*	1	11	39	**82**	78	79	55	46	25	4	0	420 mm

Bisweilen fällt die stärkste Verdunstung nicht in den heissesten Monat (wegen des Einflusses der Windstärke und der relativen Feuchtigkeit). So z. B. trifft das Maximum der Verdunstung zu Kairo im Mai (17 cm) und Juni (17,5 cm), das Minimum im Dezember (5,3 cm) ein, obgleich Juli der heisseste und Januar der kälteste Monat ist. Wegen des Einflusses der relativen Feuchtigkeit ist ferner die Verdunstung grösser im Frühling als im Herbst (bei gleicher Temperatur).

Die Änderung des Wasserdampfgehaltes mit der Höhe. Wenn sich der Wasserdampf in der Luft nicht kondensierte, so könnte man die dritte Formel auf S. 592 zur Berechnung seiner Abnahme nach oben verwenden. Danach würde die Abnahme der Wasserdampfmenge mit zunehmender Höhe im Verhältnis 0,623 : 1 langsamer wie diejenige der Luftmenge erfolgen.

Die Erfahrung lehrt nun, dass das Umgekehrte zutrifft, dass der Wasserdampfgehalt äusserst schnell nach oben abnimmt; eine Folge der starken Temperaturabnahme mit steigender Höhe.

Es liegt dann nahe, zu versuchen, ob nicht die Beobachtungsdaten sich durch eine ähnliche Formel darstellen lassen, wie diejenige, welche für die Abnahme des Luftdruckes nach oben gilt. Hann zeigte, dass dies wirklich der Fall ist, indem der Dampfdruck e_h in der Höhe h durch den Ausdruck dargestellt werden kann:

$$e_h = e_0 \, 10^{-\frac{h}{6,3}},$$

wo e_0 den Dampfdruck an der unteren Station und h den Höhenunterschied in km bedeutet.

Diese Formel giebt die Verhältnisse im Gebirge mit grosser Annäherung wieder; sie beruht offenbar darauf, dass die Temperatur nahezu proportional der Höhe abnimmt und dass der Dampfdruck nahezu einer Exponentialfunktion der Temperatur folgt (vgl. S. 612).

Für die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe in freier Luft (bei Ballonfahrten) hat man gefunden, dass sie noch rapider vor sich geht. Süring hat für diese Abnahme die Formel aufgestellt:

$$e_h = e_0 \, 10^{-\frac{h}{6}\left(1 + \frac{h}{20}\right)}.$$

Die prozentische Abnahme, die für geringe Höhen ($h = 0$) sehr nahe derjenigen im Gebirge gleich ist, nimmt mit der Höhe stark zu. Dies muss in der That so sein. Denn in grösseren Höhen ist der Tem-

peraturfall nach oben viel grösser als in den unteren Luftschichten. Ausserdem wirkt dieselbe Temperaturabnahme bei niederen Temperaturen (in grösserer Höhe) prozentisch stärker erniedrigend auf den Dampfdruck als bei höheren Temperaturen, nahe der Erdoberfläche.

Es ist jedoch wahrscheinlich, dass die Ballonfahrten, die hauptsächlich bei anticyklonaler Luftverteilung angestellt sind, eine raschere Abnahme ergeben haben als diejenige, welche mittleren Verhältnissen entspricht. Dasselbe gilt natürlich für die bei diesen Fahrten beobachtete relative Feuchtigkeit (vgl. S. 586).

Drachenbeobachtungen aus Amerika, die bei gutem windigen Wetter angestellt sind, geben eine relative Feuchtigkeit von 65 Proz. zwischen 450 und 1200 m Höhe, von 58 Proz. in 1500—1800 m und 51 Proz. in 2100 m Höhe. Diese Beobachtungen entsprechen ebenfalls nicht mittleren atmosphärischen Verhältnissen. Indessen ist, wie gesagt, eine geringe Abnahme der relativen Feuchtigkeit mit steigender Höhe aus theoretischen Gründen wahrscheinlich.

Für verschiedene Rechnungen ist es bequem, die Dampfmenge einzuführen, welche in der Luftsäule über einer gegebenen Fläche, z. B. 1 cm^2 der Erdoberfläche befindlich ist. Zu diesem Zweck müssen wir anstatt mit dem Dampfdruck mit der Dampfmenge rechnen. Diese nimmt nach oben etwas langsamer als der Druck ab. Während nämlich der Dampfdruck in 6300 m Höhe ein Zehntel von demjenigen an der Meeresoberfläche erreicht, ist im Gebirge (6300 m) die Temperatur um 38^0 niedriger, folglich — 28^0 C., wenn sie an der Meeresoberfläche + 10^0 C. beträgt. Erhöht man die Temperatur des Wasserdampfes von — 28^0 C. auf + 10^0 C., so nimmt der Druck im Verhältnis 1 : 1,155 zu. Folglich nimmt die Wasserdampfmenge in 6300 m Höhe nur im Verhältnis 10 : 1,155 = 8,66 ab. Für eine Abnahme im Verhältnis 1 : 10 ist demnach eine Höhenzunahme von 6720 m nötig. Die totale Menge M über 1 m^2 Fläche, wenn im untersten m^3 n g Wasserdampf befindlich sind, wird also:

$$M = \int_0^\infty n \cdot 10^{-h:6720}\, dh = n \cdot \frac{6720}{2,3025} = 2917\ n.$$

Mit anderen Worten, die Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre beträgt 2917 m, falls die Abnahme der Feuchtigkeit dieselbe wie im Gebirge ist.

Wenn also die Luft an der Erdoberfläche bei 10° C. zu 80 Proz. gesättigt ist, d. h. 7,47 g Wasser pro m³ hält, so ist der Totalgehalt an Wasser über 1 m² Erdoberfläche 21790 g.

In der freien Atmosphäre ist die Abnahme des Wasserdampfes nach oben wohl etwas grösser, folglich die Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre geringer, nach den Ballonfahrten wäre sie etwa 2200 m. Demnach betrüge in dem genannten Falle die Wassermenge in der Luft über 1 m² nur 16,5 kg (vgl. Tab. S. 586). Man ersieht jedenfalls aus diesem Beispiele, wie mächtige Regenschauer durch eine Kondensation der ganzen Wassermenge in der Atmosphäre entstehen können. Im genannten Falle würde die Niederschlagsmenge eine Höhe von 17 bis 22 mm erreichen.

Diese Berechnungen gelten natürlich nur für mittlere Verhältnisse.

Welch ein geringer Teil der Atmosphäre die Wasserdampfmengen sind, ersieht man daraus, dass im erwähnten Beispiel das Gewicht des Wasserdampfes nur 1,2—1,5 mm Quecksilberdruck entspricht. Bei mittleren atmosphärischen Verhältnissen entspricht für die ganze Erde der Wasserdampf etwa 2,14 mm Quecksilber, macht also nur etwa 0,28 Gew.-Proz. der ganzen Luftmenge aus (etwa das 6 fache der Kohlensäuremenge, aber nur ein Viertel der Argonmenge in der Luft, vgl. S. 475).

Folgende Tabelle giebt die Beziehung zwischen Dampfdruck und Höhe, wobei der Dampfdruck an der Erdoberfläche gleich 1 gesetzt ist:

Höhe . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 km
Im Gebirge .	0,7	0,49	0,35	0,24	0,17	0,12	0,08	0,06	(0,04)	(0,03)
In freier Luft	0,66	0,43	0,27	0,16	0,09	0,05	0,03	0,014	0,007	0,003.

Die jährliche Schwankung der Feuchtigkeit. Auf dem Meere, wo genug Wasser vorhanden ist, um die Luft zu sättigen, erreicht die Feuchtigkeit im allgemeinen etwa 80—85 Proz. Sie ist im ganzen Jahre nahezu unverändert. Sie würde ohne Zweifel 98 Proz. (dem Sättigungsgrade über Meereswasser von 3,5 Proz. Gehalt entsprechend) erreichen, wenn nicht vertikale Luftströmungen oder Winde vom Lande das Gleichgewicht stark störten.

Auf dem Kontinente dagegen reicht das Wasser zur Erhaltung der relativen Feuchtigkeit bei Temperatursteigungen keineswegs aus. Die kälteren Monate, besonders wenn der Boden schneebedeckt ist, fallen relativ feucht aus, die wärmsten dagegen sind trocken. Als Beispiele mögen Barnaul, — relative Feuchtigkeit im Januar 81 Proz., im Mai 57 Proz. — Sultan Bend (37,0° n. Br., 62,4° ö. L. v. Gr.) — Januar 73,

Juli 24 Proz. — und Alice Springs in Central-Australien — Juni (Winter) 59 Proz. Okt.—Nov. (Frühling) 32 Proz. — angeführt werden (vgl. unten die Daten für Ghardaia Tab. S. 629).

Die absolute Feuchtigkeit läuft also über dem Meer vollkommen parallel dem Maximaldruck des Wasserdampfes bei der betreffenden Temperatur. Auf dem Kontinente, wo die Temperatur übrigens viel grösseren jährlichen Schwankungen unterworfen ist, vermag die absolute Feuchtigkeit dem Sättigungsdruck im Sommer nicht zu folgen, aber auf alle Fälle steigt die absolute Feuchtigkeit bedeutend mit der Temperatur.

Die Verhältnisse in unseren Gegenden stehen in der Mitte zwischen den kontinentalen und den maritimen. Als Beispiel mögen die folgenden Werte für Berlin und Wien angeführt werden.

Berlin.

Monat	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Temp. . .	*—2,17*	+0,32	4,73	8,58	13,57	16,97	**18,41**	18,06	14,61	9,57	3,54	0,17	8,86
Absolute Feucht. mm	*3,9*	4,1	4,5	5,3	7,1	9,6	**10,7**	10,6	8,8	7,2	5,1	4,2	6,6
Relative Feucht. Proz.	**84**	80	75	69	*64*	66	67	69	73	79	83	**84**	74

Wien.

Monat	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Temp. . .	*—1,3*	0,4	4,1	10,0	15,1	18,6	**20,3**	19,6	16,1	10,5	3,7	—0,8	9,7
Absolute Feucht. mm	*3,6*	3,8	4,4	5,6	8,3	10,1	**11,9**	11,0	9,3	7,4	4,8	3,7	7,0
Relative Feucht. Proz.	**84**	79	72	*63*	64	64	*63*	66	69	76	80	83	72

Das Minimum der relativen Feuchtigkeit tritt schon im Frühling bei der starken Temperatursteigerung und relativer Häufigkeit der trocknen Ostwinde ein, ein schwaches Maximum fällt bisweilen in den Juli, der dann etwas grössere relative Feuchtigkeit als der August aufweist. Das Hauptmaximum fällt in Dez.-Jan.

An den Küsten wird die Schwankung geringer. An der Eismeerküste liegt das Maximum im Sommer, z. B. an der Lenamündung, Sommer 90, Winter 85 Proz.; Spitzbergen, Kap Thordsen, Sommer 82, Winter 74 Proz.

Im Gebirge bedingen die vertikalen Luftströmungen den jährlichen Gang der relativen Feuchtigkeit. Die aufsteigenden Luftströme, die im Frühling und Sommer am häufigsten sind, führen grosse Mengen von Wasserdampf mit, die sich zum Teil kondensieren und die relative Feuchtigkeit hoch halten. Im Winter wird diese Luftbewegung häufig durch

eine absteigende mit trockner Luft ersetzt. (Vgl. unten die Daten für Sonnblick Tab. S. 628.)

Der jährliche Gang der relativen Feuchtigkeit kann kaum ohne Berücksichtigung der geographischen Lage verstanden werden. Die folgende Tabelle giebt die relative Feuchtigkeit für einige typische Orte an. Grosse Schwankungen können natürlich in derselben Jahreszeit auftreten, je nachdem der Wind vom Meere oder vom Kontinent weht, und je nachdem die Luftverteilung cyklonal oder anticyklonal ist.

Das Maximum der relativen Feuchtigkeit trifft, wie gesagt, in Europa im Winter (gewöhnlich Januar), das Minimum im Frühling (gewöhnlich Mai) ein. An der Ostküste Nordamerikas sind die Verhältnisse ungefähr dieselben wie in Europa, nur ist das Klima trockner. An der Stillenmeerküste ist die Veränderung sehr gering. Das Maximum liegt da im Sommer. Im Innern der Kontinente sinkt die relative Feuchtigkeit stark, wie die Daten von Sultan Bend (37,0° n. Br. 62,4 ö. L.), Merw und Salt Lake City zeigen. Von den unten gegebenen Ziffern beziehen sich die unter I verzeichneten auf den Winter (Dez.—Febr.), die unter II auf den Frühling (März—Mai), die unter III auf den Sommer (Juni—Aug.), die unter IV auf den Herbst (Sept. bis Nov.) der nördlichen Halbkugel. Unter V steht ein Mittelwert, der für das Jahr gilt.

	I	II	III	IV	V
Cap Thordsen, Spitzbergen	72	71	82	80	76
Christiania	86	68	65	81	75
Schweden, Mittelwert	89	74	71	85	80
Petersburg	88	75	71	84	80
Paris	88	73	76	86	81
Marseille	68	61	58	67	65
London	87	76	71	83	79
Hamburg	87	74	75	84	80
Berlin	83	69	67	78	74
Salzburg	86	76	78	84	81
Sonnblick	71	83	86	82	80
Wien	82	66	64	75	72
Rom	74	65	58	70	68
Lissabon	79	70	62	73	71
Madrid	80	65	48	69	65
Simplon	77	79	74	80	77
Athen	74	64	48	63	62

	I	II	III	IV	V
Irkutsk	82	59	67	76	71
Merw	76	62	35	50	56
Sultan-Bend	69	42	26	42	45
Jerusalem	73	53	45	55	57
Djeddah	69	70	70	77	72
Bagdad	74	57	41	57	57
Leh, Tibet	89	42	41	46	55
Kalkutta	70	70	84	76	75
Ceylon	83	82	84	86	84
Singapore	82	79	80	81	81
Peking	58	51	71	62	61
Tokio	67	72	82	78	75
Manila	74	69	80	82	76
Batavia	87	85	82	81	84
Sydney	72	75	73	67	72
Fidji-Inseln	81	84	80	76	80
Alger	76	74	77	75	75
Ghardaia (inneres Algerei)	56	32	20	40	37
Kairo	66	48	47	63	55
Zanzibar	80	83	80	79	80
Kapstadt	67	75	81	73	74
Sahara 19—30 n. Br., 9—14 ö. L.	47	32	29	49	39
Kamerun	86	87	89	89	88
Funchal, Madeira	71	67	70	69	69
St. Paul (Behrings Sund, Alaska)	84	81	86	84	84
Toronto (Kanada)	82	72	75	78	71
Newyork	75	67	69	71	71
San Francisco, California	74	72	77	74	74
Salt Lake City	59	44	31	42	44
Havanna	78	73	75	79	76
Quito	76	79	72	74	75
Rio de Janeiro	79	79	77	79	78
Santiago de Chile	69	79	86	79	78
Buenos Aires	66	76	81	74	74
Kap Horn, Orangebai	82	82	82	82	82
Süd-Georgien	72	76	74	75	74

Die jährliche Veränderung der relativen und absoluten Feuchtigkeit in den verschiedenen Zonen der Erde geht aus folgender Tabelle hervor.

	Relative Feuchtigkeit					Absolute Feuchtigkeit				
	I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
60—70° n. Br.	86	81	77	84	82	1,2	2,1	6,2	2,8	3,1
50—60	83	74	76	80	78,2	2,2	3,8	8,8	4,7	4,9
40—50	78	73	69	76	74	3,9	6,0	10,8	7,2	7,0
30—40	73	78	67	71	69,7	6,5	8,6	13,4	10,1	9,7
20—30	71	68	70	73	70,5	10,4	13,6	17,1	15,0	13,8
10—20	74	73	78	77	75,5	15,3	17,0	19,6	16,8	17,2
Äq.—10	77	78	82	81	79,5	17,7	18,9	19,9	19,3	18,9
Äq.—10° s. Br.	81	81	82	80	81	19,4	19,0	17,9	18,3	18,7
10—20	79	78	80	77	78,5	18,0	17,1	14,6	16,0	16,4
20—30	79	79	80	75	77,2	14,8	14,0	11,1	13,0	13,2
30—40	75	80	80	79	78,5	11,1	10,4	8,1	9,6	9,8
40—50	81	81	83	79	81	8,3	7,1	5,9	6,6	7,0
50—60	83	79	—	—	—	5,7	4,5	—	—	—

Die relative Feuchtigkeit hat ein schwach ausgeprägtes Maximum (81 Proz.) etwas südlich vom Äquator, geht durch ein Minimum bei etwa 25° s. Br. (77,2 Proz.) und 30° n. Br. (69 Proz.), um in den polaren Gegenden wiederum auf über 80 Proz. zu steigen. Die absolute Feuchtigkeit hat ihr Maximum 19 g pr. m³ etwas nördlich vom Aquator (wegen der höheren Temperatur nördlich vom Äquator) und nimmt von da stetig gegen die Pole hin ab.

Die mittlere absolute Feuchtigkeit der ganzen Erde beträgt etwa 11,4 g pro m³ an der Erdoberfläche. Bei einer Höhe der homogenen Wasserdampfatmosphäre von 2500 m erhält man eine Wasserdampfmenge von 28,5 kg über jedem m² der Erdoberfläche.

Die tägliche Schwankung der Feuchtigkeit. Wenn die Wassermenge in der Luft unveränderlich bliebe, so müsste die relative Feuchtigkeit einen umgekehrten Gang zeigen, wie die Lufttemperatur. Die Voraussetzung trifft ziemlich zu, da die Menge Wasser, welche während des Tages abdampft, zum grössten Teil von der Erdoberfläche weggeführt wird. Als Beispiele führen wir einige Ziffern für Wien an:

Zeit . . .	3a	6a	9a	12m	3p	6p	9p	12mn
Abs. Feucht.	10,7	*10,5*	10,7	10,8	10,8	11,2	**11,4**	10,9
Rel. „	**75**	74	61	51	*48*	53	66	72

Auf dem Kontinent erreicht der Dampfdruck sein Maximum in den Abendstunden, sein Minimum zur Zeit der tiefsten Temperatur, im Sommer liegt ein zweites Maximum bei etwa 9 Uhr V. M. und ein

zweites Minimum bei 3—4 Uhr N. M. Das Nachmittagsminimum beruht auf vertikalen Luftströmen, welche zur heissesten Tageszeit am kräftigsten entwickelt sind.

Die vertikalen Bewegungen der Luft bewirken, dass im Gebirge die Luft zur wärmsten Tageszeit am feuchtesten ist, zur kältesten dagegen am trockensten. Dies gilt für die absolute Feuchtigkeit, die relative Feuchtigkeit hat ein Maximum am Nachmittag (6 Uhr im Sommer, 2 Uhr im Winter auf Sonnblick), ein Minimum Vormittags (10 Uhr).

Über dem Ocean hat die absolute Feuchtigkeit ein Maximum kurz nach Mittag, ein Minimum um 4 Uhr V. M. Ungefähr dasselbe gilt für schneebedeckte Gegenden, nur fällt das Maximum etwa 3, das Minimum etwa 2 Stunden später.

Wie die Beobachtungen am Eiffelturm zeigen, nimmt die Schwankung der relativen Feuchtigkeit mit zunehmender Höhe ab. Das Minimum bleibt ungefähr konstant, das Maximum sinkt stark mit wachsender Höhe.

Wie leicht zu verstehen, ist die Schwankung der relativen Feuchtigkeit, ebenso wie diejenige der Temperatur, ausserordentlich viel grösser an heiteren Tagen wie an trüben.

VIII. Wolken und Niederschlag.

Wasserkondensation. Wenn wasserdampfhaltige Luft abgekühlt wird, so kann der Wassergehalt höher werden als der Sättigung bei der betreffenden Temperatur entspricht. Die Temperatur, bei welcher diese Grenze überschritten wird, nennt man Taupunkt. Unter dem Taupunkt ist die Möglichkeit der Kondensation gegeben. Für den wirklichen Eintritt der Kondensation ist es sehr günstig, wenn Kerne oder Nuclei in der Luft verhanden sind. Solche Kerne sind der in der Luft schwebende Staub, heruntersinkende Wassertröpfchen oder Eisnadeln oder endlich durch Kathodenstrahlen (Nordlicht) oder auf andere Weise ionisierte Luft.

Ein kleiner Tropfen hat nämlich eine bedeutend grössere Dampfspannung als eine ebene Wasserfläche. So z. B. kann man berechnen, dass die Dampfspannung einer Wasserkugel von 0,001 mm Durchmesser bei gewöhnlicher Temperatur um 0,12 Proz. grösser ist als diejenige einer flachen Wasseroberfläche. Die Dampfdruckerniedrigung wächst in geometrischer Progression, wenn die Krümmung (der inverse Wert des Tropfenradius) in arithmetischer Progression zunimmt. So z. B. ist die Dampfspannung über einem Tropfen von 0,00001 mm Durchmesser $(1{,}0012)^{100} = 1{,}127$, falls diejenige über einer flachen Oberfläche gleich 1 gesetzt wird.

Nach den Versuchen von H. Wilson tritt Kondensation auch in Luft ein, aus der man durch wiederholte Ausfällungen so weit wie möglich alle Kondensationskerne entfernt hat, sobald der Dampfgehalt 4—8 mal so gross ist wie derjenige gesättigter Luft.

Ausser diesen Kondensationskernen wirken auch verschiedene Dämpfe und Gase, wie Ozon, Dämpfe von Schwefelsäure und anderen starken Säuren, Phosphor u. s. w. auf Wasserdampf kondensierend ein.

Eine Übersättigung der Luft an Wasserdampf und danach folgende Kondensation kann durch folgende hauptsächliche Umstände eintreten.

) durch Vermischung von zwei verschieden warmen Luftmassen, 2) durch bkühlung zufolge von Strahlung oder Berührung mit kalten Körpern,) durch Ausdehnung der Luftmassen bei Aufstieg derselben.

Wenn zwei mit Feuchtigkeit gesättigte Luftmassen von ungleicher emperatur sich mischen, so wird die Mischung an Wasserdampf über-ättigt. Dies kommt daher, dass die Kurve, welche den Wasserdampf-ehalt gesättigter Luft als Funktion der Temperatur darstellt, gegen ie Temperaturachse konvex ist, da sie annähernd mit einer Exponential-urve zusammenfällt.

Zur Ermittelung der Wassermenge, welche dabei ausgefällt wird, at v. Bezold folgende Überlegung gemacht:

Es stellt im nebenstehenden Diagramme die Kurve WW^1 die Dampf-enge in g pro m³ bei der Temperatur t dar (Fig. 193). Zwei Luftmassen von einem m³ und den Temperaturen t_1 und t_2, ie mit Wasserdampf gesättigt seien, mögen emischt werden. Die Mischung nimmt ann eine Temperatur t_3 an, welche das ittel von t_1 und t_2 ausmacht. Die Wasser-ampfmenge pro m³ ist auch das Mittel on den beiden anfänglichen Wasserdampf-engen y_1 und y_2. Da nun der Wasser-ampfgehalt y_3 von 1 m³ gesättigter Luft bei er Temperatur t_3 geringer ist als $(y_1 + y_2):2$, fällt ein Teil des Wasserdampfes aus. Dabei steigt die Tempe-atur auf t_4 und die ausgefällte Menge pro m³ wird $(y_1 + y_2):2 - y_4$. s sei die latente Wärme, welche bei der Ausfällung eines g Wassers ei wird, L cal. und die Wärmekapazität eines m³ Luft sei c, so gilt fenbar:

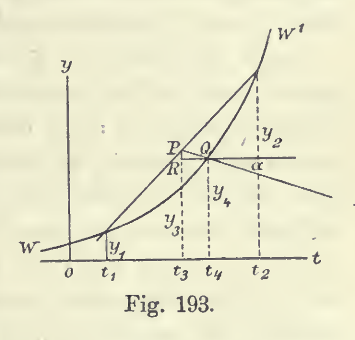


Fig. 193.

$$L\left(\frac{y_1 + y_2}{2} - y_4\right) = c\,(t_4 - t_3).$$

der Figur ist $(y_1 + y_2):2 - y_4 = PR$ und $t_4 - t_3 = QR$. Weiter ist $R: QR = tg\alpha$, wo α den Winkel zwischen PQ und der t-Axe darstellt. an erhält auf diese Weise:

$$tg\alpha = c:L.$$

ist nun das Produkt von dem Gewicht eines m³ Luft (bei 0⁰ 1,293 g) nd ihrer spezifischen Wärme bei konstantem Druck (0,238). L ist bei ⁰, falls Eis ausfriert, etwa 677, falls Wasser ausfällt 597 cal. Mit iesen Werten berechnet man (für 0⁰ und 760 mm Druck geltend):

$$\alpha = 27^0\ 16{,}2' \text{ (für Wasser)}; \quad \alpha = 24^0\ 26{,}7' \text{ (für Eis)}.$$

Bei sinkendem Druck ebenso wie bei steigender Temperatur sinkt α e wenig, so z. B. ist es (für Wasser) bei 0° und 720 mm 26° 1,6', bei 20° und 760 mm Druck 26° 11,3'. Für Temperaturen zwischen 0 und 20° C., sow Drucke zwischen 720 und 760 mm kann man α durch Interpolati berechnen.

Um die ausgefällte Wassermenge zu bestimmen, ermittelt man al die Lage des Punktes P, welcher nach der Gesellschaftsrechnung a dem Wasserdampfgehalt (y_1 und y_2) der beiden sich vermischenden Luf mengen und der Temperatur (t_1 und t_2) derselben bestimmt wird. Dur diesen Punkt P zieht man eine gerade Linie, die einen Winkel α (etw 27° in gewöhnlichen Fällen) mit der t-Axe bildet. Der Schnittpun dieser Linie mit der Dampfmenge-Kurve giebt die Temperatur und d Dampfmenge der Mischung an. Die übrige Wasserdampfmenge wird ausge fällt. y_1 und y_2 brauchen nicht Sättigung (WW^1-Kurve) zu entspreche

Man hat dieser Art der Wasserausscheidung in älteren Zeiten ei grosse Rolle bei der Nebel- und Wolken-Bildung zuerteilt. Eine nähe Untersuchung zeigt aber, dass die auf diese Weise ausgefällte Wasse menge nur unbedeutend ist. Bei einer Vermischung von 1 m³ gesättigte Luft von 25° C., mit einem Wassergehalt von 22,8 g, mit 1 m³ ge sättigter Luft von 0°, dem Wassergehalt von 4,7 g entsprechend, ent stehen 2 m³ Luft von 12,5° und 13,75 g Dampfgehalt. Gesättigte Lu von 12,5° enthält aber nur 11 g Wasser pro m³. Es fällt demnac Wasser aus, und zwar 1,2 g in der ganzen Luftmasse, d. h. 0,6 g pr m³, während die Temperatur sich um 2,4° C. erhöht.

In den in der Natur vorkommenden Fällen dürften die ausgeschie denen Wassermengen kaum ein Zehntel der oben berechneten Meng erreichen. Es ist auch zu beachten, dass in den meisten Fällen di sich mischenden Luftmengen nicht gesättigt sind. Dabei hat der Sätti gungsgrad der warmen Luftmenge, wegen ihres grösseren Dampfgehalte den grösseren Einfluss.

In den Wolkenregionen, wo der Luftdruck viel geringer ist als a der Erdoberfläche, wird die Niederschlagsmenge entsprechend grösse da die Wärmekapazität von 1 m³ Luft bedeutend geringer ist. Dafü ist die Temperatur und damit der Wasserdampfgehalt um so niedrige was die Wirkung des niederen Druckes mehr als kompensiert.

Auch die zweite Ursache der Kondensation ist ohne grössere prak tische Bedeutung. Bei starker Abkühlung des Erdbodens durch Strahlun teilt sich seine Kälte durch Leitung und Strahlung den niederste Schichten der Luft mit und es entsteht auf diese Weise eine dünn

lebelschicht, welche für kalte Wintertage, besonders am Morgen, charakeristisch ist. Bei solcher Abkühlung der Luft kommt es häufig nicht ur Nebelbildung, sondern die überschüssige Feuchtigkeit in der Nähe es Erdbodens setzt sich als Tau oder im Winter als Glatteis ab.

Dünne Nebelbildungen entstehen auch, wenn warme feuchte Lufttröme über eine kalte Fläche oder kalte Luftströme über eine warme euchte Fläche streichen. Von der letzten Art sind die Nebelbildungen ber feuchten Wiesen und über Wässern an Sommerabenden oder im lerbst. Besonders günstige Gelegenheit zu Nebelbildung geben die tellen des Meeres, wo kalte und warme Meeresströme aneinander grenzen. ie Bank von Neufundland ist in dieser Hinsicht berüchtigt. Ähnliche ondensationen kommen auch in der Nähe von schwimmenden Eisbergen der von der Polareiskalotte vor.

Durch heftige Ausstrahlung können sich auch dünne Wolkenschichten esonders in klaren Winternächten) bilden.

Die unvergleichlich ausgiebigste Quelle der Wolkenbildung rührt on der Ausdehnung feuchter Luftmassen her. Die Luftdruckschwanungen, welche an der Erdoberfläche vorkommen, sind im allgemeinen u gering, um eine Wasserausscheidung zu bewirken. Solche Fälle ommen aber bei der Bildung von Wasserhosen vor, in deren Mitte der ruck sehr stark erniedrigt ist.

Bei dem Aufstieg von warmen feuchten Luftmassen dehnen sich ieselben aus und kühlen sich dabei um nahezu 1° C. für jeden hundertsten leter ab. Die geringe Volumszunahme ist bei weitem nicht genügend, m die Luft gegen Überschreitung der Sättigungsgrenze zu schützen.

Durch die Ausscheidung von Wasser bezw. Eis erwärmt sich die uftmasse und dadurch vermindert sich der Niederschlag.

Mit Hilfe der oben gegebenen Daten lässt sich berechnen, dass eim Aufstieg von 1 m³ gesättigter Luft von 10° C. um 1000 m eine usscheidung von 2,9 g Wasser erfolgt. Steigt nun die Luft mit einer eschwindigkeit von 2 m pro Sek., so fällt in einer Minute über jedem uadratmeter 348 g. In einer Stunde entspräche dies einer ausgeschieenen Wassermenge von 21 kg pro m². Dies entspricht einer Niederchlagsmenge von 21 mm, also einem sehr starken Regen. Da nun die euchten Luftmassen häufig bis gegen 3 km aufsteigen, können sie och grössere Niederschlagsmengen abgeben.

Tau-Bildung. Nur ein relativ geringer Teil des Niederschlages fällt uf dem erkalteten Boden selbst aus. Dies beruht auf der Langsamkeit er Diffusionsvorgänge, welche den Wasserdampf zum abgekühlten Boden

hintreiben. Höchstens so viel Wasserdampf wie in einer ein paar Met dicken Luftschicht befindlich ist, kann dabei abgeschieden werden. Sch eine sehr schwache vertikale Luftströmung kann deshalb eine starke Zunahn der niedergeschlagenen Taumenge bewirken. Dagegen verhindern stark Luftströmungen die Taubildung, weil die Luft nicht lange genug am Bod bleibt, um zum Taupunkt abgekühlt zu werden.

Je heftiger die Wärmestrahlung des Bodens und je geringer d Wärmezufuhr vom Boden zur strahlenden Schicht ist, um so reichlich ist der Tau. Unebene Flächen strahlen heftig Wärme aus, deshal bildet sich starker Tau auf Rasen, Getreidefeldern, Wald und Pflanzen blättern, welche alle sehr schlechte Wärmeleiter sind. An den Blätter von hohen Bäumen setzt sich selten Tau ab, weil die an ihnen abge kühlte Luft meistens herabsinkt, bevor sie den Taupunkt erreicht ha Im Gebirge ist ebenfalls die Strahlung relativ kräftig, ausserdem geh die Diffusion daselbst etwas schneller vor sich wie an der Meeresober fläche (umgekehrt proportional dem Luftdruck), deshalb ist die Taubildun daselbst relativ stark. Auch im Gebirge setzt sich viel mehr Tau da al wo die abgekühlte Luft nicht entweichen kann (in den Hochthälern), al wo dies geschieht (an den Bergabhängen).

Dass die gebildete Taumenge bei gleicher Abkühlung des Boden unter die Lufttemperatur mit dieser zunehmen muss (falls die relativ Feuchtigkeit die gleiche ist), ist selbstverständlich. Der Tau is infolgedessen in tropischen Küstenländern viel ausgiebiger als in höhere Breiten. In unseren Gegenden ist der Tau am kräftigsten in Küsten gebieten und im Spätsommer, wenn die Luft noch warm ist und di Nächte durch ihre zunehmende Länge eine relativ kräftige Abkühlun des Bodens gestatten. Die Blätter können dann von Wasser triefen.

Wegen der starken Wärmezuleitung im nackten Felsen setzt sic nur selten Tau daran ab.

Da die Oberfläche eines gegen den Nachthimmel strahlenden Rasen niedrigere Temperatur besitzt als sowohl die darüberliegende Luft, wie di Luftschicht unterhalb in den Poren des Bodens, so diffundiert Feuchtig keit sowohl von oben wie von unten zur Taubildungsstelle hinzu Es kann die Menge des Taus, der von unten stammt, dabei viel grösse sein, als die von oben aus der Luft stammt; denn die Strecken, durch di der Wasserdampf diffundieren muss, sind oft nur kurz und aus dem warme feuchten Boden dunsten immer neue Mengen ab. Mehrere Forscher au diesem Gebiet, wie Aitken und Wollny, wollen sogar so weit gehen dass sie die Bodenfeuchtigkeit als die alleinige Quelle des Taus ansehen

vas sicher übertrieben ist. Man sieht ja beispielsweise Dächer in ganz eiteren Nächten sich mit Tau oder noch häufiger mit Reif bedecken, vobei von einer Wasserdampfzufuhr vom Boden kaum die Rede sein ann.

Die Menge des in einer Nacht fallenden Taus wird, wenn sie sehr eichlich ist, von Homén auf 0,1—0,2 mm Höhe geschätzt (für Finnınd). So grosse Mengen entstehen nur bei schwacher vertikaler Luftirkulation; wenn die Luft still stände, könnte kaum ein Fünfzigstel avon abgesetzt werden. Zu ähnlichen Zahlen wie Homén (0,1 bis ,3 mm) ist Dines für England gekommen. Die mittlere Taumenge n einer Taunacht bei Turin beträgt im Sommer nur 0,13 mm, welche iffer jedoch unzweifelhaft beträchtlich höher ist als die für unser Klima eltenden. In den Tropen kann der Tauabsatz in einer Nacht den 0fachen Betrag erreichen. Die ganze Taumenge im Jahr wird von rova (für Montpellier) auf 8 mm, von Wollny (für München) auf 30 mm eschätzt. Obgleich diese Schätzungen recht unsicher sind, so zeigen e doch, dass diese Form des Niederschlages gegen andere (Schnee und legen) sehr unbedeutend ist. Dass sie trotzdem bei Regenmangel on der grössten Bedeutung für die Vegetation sein kann, wird damit icht bestritten.

Wenn die Temperatur des abgekühlten Bodens unter den Gefrierunkt sinkt, so schlägt sich der Tau in fester Form nieder und wird dann leif genannt. Er setzt sich häufig in schönen federförmigen Bildungen b, die dem Luftzug entgegen wachsen. Nach Assmann, der sie miroskopierte, sollen dieselben nicht krystallinisch sein, sondern aus aninandergelagerten Eiströpfchen bestehen.

Eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Reif zeigt der Rauchfrost, der edoch eine bedeutend grössere Masse als jener besitzt. Derselbe setzt ich aus Nebeln, die aus überkälteten Wassertröpfchen bestehen, an kalten ervorragenden Gegenständen, besonders Drahtleitungen, auf der Windeite ab. Diese Erscheinung ist dem Winter der kälteren Gegenden igentümlich. Sie verleiht häufig dem Wald die grösste Pracht der Vinterlandschaft, besonders wenn die Sonne die glitzernden Eisnädelchen eleuchtet. Bisweilen ist die Masse des Rauchfrostes so bedeutend, dass n den Bäumen oder Drahtleitungen Schaden entsteht.

In den Bergen können die Rauchfrostbildungen ganz enorme Dimensionen annehmen, so dass davon getroffene Gegenstände, wie Bäume und Telegraphenstangen, von dicken Eisablagerungen bedeckt verden. Dies rührt von der starken Nebel- oder Wolkenbildung in

diesen Höhen her (1000—2000 m). — In noch grösseren Höhen, wo d Luft wasserarm ist, sind die Verhältnisse wiederum ungefähr dieselb wie in der Niederung (so z. B. auf Sonnblick, 3100 m). — Omond b obachtete auf Ben Nevis (1300 m), also in der Nähe des vom Golfstro erwärmten Meeres, dass der Rauchfrost einmal gegen starken Wi um 3,2 cm pro Stunde zunahm.

Grosse Ähnlichkeit mit dem Rauchfrost zeigt das Glatteis, welches si am Boden, Mauern, Bäumen u. s. w., die stark abgekühlt sind, bei stark Luftfeuchtigkeit (bei plötzlicher Temperatursteigerung der Luft) absetz Überkälteter Regen kann ebenfalls solche Bildungen hervorrufen. Glat eis ist in Amerika, besonders an der Westküste, recht gewöhnlich weg der daselbst häufig eintretenden heftigen Umschläge der Temperatu Ungefähr ein Viertel von Frankreich wurde am 22.—23. Jan. 1879 vo einer Glatteisbildung betroffen, welche zu Fontainebleau, Vendôme un Orléans den Boden mit einer 2—3 cm dicken Eiskruste überzog. Di Telegraphendrähte zu Fontainebleau wurden dabei mit einem Eisüberzu von 3,8 cm Durchmesser bekleidet.

Geschieht der Eisabsatz langsam, was besonders bei niedriger Tem peratur eintrifft (bei—15° C. und darunter nach Assmann), so scheide sich der Reif oder Rauchfrost in Form von zierlichen hexagonale Eiskryställchen aus, welche häufig federförmig wie die Schneekryställche angeordnet sind.

Bei der Bildung aller dieser Arten von Niederschlag wird latent Wärme frei (etwa 600 cal. pro g Wasser, 680 cal. pro g Eis) und de Erdboden nimmt daher bedeutende Wärmemengen auf, die sein Temperatur merklich erhöhen können. So z. B. beobachtete Ham berg, wie vor einer Reifbildung die Bodentemperatur auf —2° C. sank um nach derselben sogleich auf 0° zu steigen. Ein starker Taufall (0, bis 0,2 mm) führt dem Boden 6—12 cal. pro cm² zu (Homén).

Nebelbildung. Findet die Kondensation des Wasserdampfes i der Nähe der Erdoberfläche statt, so nennt man das Produkt Nebel zum Unterschied von Wolken, welche in höheren Luftschichten vorkommen. Einen wirklichen Artunterschied zwischen Nebeln und Wolken giebt es eigentlich nicht. Die Nebel entstehen gewöhnlich durch Wärmeabgabe an den kalten Erdboden, wogegen die Wolken meist durch Ausdehnung von feuchter Luft hervorgerufen werden.

Die Stärke eines Nebels wird aus der Entfernung beurteilt, in welcher noch Gegenstände sichtbar sind. In Städten entwickeln sich häufig Dämpfe (besonders Schwefeldioxyd und Schwefelsäure durch Ver-

rennung von Pyrit enthaltenden Kohlen), welche durch chemische Einwirkungen eine Kondensation des Wasserdampfes zustande bringen. Der so entstandene Nebel, „Stadtnebel" genannt, besteht aus kleineren Tröpfchen als der gewöhnliche Nebel, Landnebel, welcher sich an chemisch indifferenten Staubteilchen kondensiert. Gewöhnlich ist die Luft in Stadtnebel nicht mit Wasserdampf gesättigt. In diesem Falle benetzt der Nebel nicht, es ist ein sogenannter trockner Nebel. Auch der Landnebel kann bisweilen „trocken" sein. Dies beruht nach Aitken darauf, dass der betreffende Nebel viele Wärmestrahlen von der Sonne durchlässt, sodass darin befindliche Gegenstände erwärmt werden und die auf sie niederfallenden Tröpfchen wieder verdunsten.

Die Tröpfchen des Landnebels sind grösser als diejenigen des Stadtnebels, sie fliessen auch leichter zusammen wie diese, sie fallen deshalb leichter hinunter. Ferner verdunsten die Stadtnebel wegen der darin gelösten Körper schwerer wie die Landnebel. Mit einem Wort, die Landnebel lösen sich leichter auf wie die Stadtnebel.

Ein Teil der Stadtnebel zeichnet sich durch seine gelbe bis bräunlich-schwarze Farbe, welche von Russpartikelchen herrührt, aus. Sie kommen in Fabrikstädten, besonders in England (London, Glasgow, Manchester), vor. Sie sind am gewöhnlichsten im Winter am Vormittag. Ihre Häufigkeit wird dadurch gekennzeichnet, dass in den Wintermonaten (Nov.—Febr.) das Centrum von London (City) etwa dreimal weniger Sonnenstunden hat als Eastbourne 85 km SSE. von London an der Küste und etwa halb so viel wie Kew, an der Aussenseite der Stadt. In diesen Nebeln, die wegen der dabei unentbehrlichen künstlichen Beleuchtung sehr grosse Kosten (bis 100000 Mk. pro Tag) verursachen, stagnieren die ungesunden Gasausscheidungen der Grossstadt; der Kohlensäuregehalt kann dabei von 0,04 auf 0,14 Vol.-Proz. steigen.

Die Häufigkeit der Nebel ist mit dem Steinkohlenkonsum stark gestiegen, und zwar fällt die Zunahme fast ausschliesslich auf den Herbst und Winter. Den Stadtnebeln ähnliche Bildungen entstehen über Vulkanen, Solfataren, Mofetten u. s. w., welche saure Ausdünstungen aussenden, sowie über Wald- und Grasbränden, zufolge deren über dem tropischen Afrika zur Trockenzeit ununterbrochen eine Trübung liegt.

In der Ebene kommen die Nebel am häufigsten bei Windstille in der kalten Jahreszeit und am Morgen vor. Diese Zeit ist durch starke „Temperaturumkehr" gekennzeichnet. Gewöhnlich sind sie von geringer Dicke bei heftigem „Strahlungswinter". Bei anhaltenden Barometermaximis können sie bis gegen 1000 m Mächtigkeit erreichen.

In den Bergen beruhen die Nebel, wie die Wolken, meist auf Au dehnung feuchter Luft; sie werden deshalb durch Luftbewegung b günstigt.

Auf dem Meere und an den Küsten sind häufig die Nebel i Sommer gewöhnlicher als im Winter, wie folgende Tabelle nach Han zeigt:

Häufigkeit der Nebeltage in England.

	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Ja
Küste . .	8	*4*	7	7	11	**17**	15	**17**	11	5	*4*	4	11
Binnenland	37	21	16	6	3	2	*0*	6	10	33	33	**39**	20

Über den Polarmeeren, deren Nebelreichtum bekannt ist, komme die Nebel ebenfalls im Sommer häufiger wie im Winter vo Über der Ostsee sind die Nebel im Frühling am gewöhnlichste Starke Nebel finden sich an der Grenzlinie zwischen kalten un warmen Meeresströmungen, wie an der Küste von Neufundland, an de Bäreninsel, am Rand des Polareises. Ebenso sind Küsten, an welche kalte Wasserströmungen vorbeistreichen, häufig in anhaltende Nebel ge hüllt (Marokko, Walfischbay, Peru, Kalifornische Küste).

Wolken. Die Partikelchen der Wolken können flüssig oder fes sein; man unterscheidet in dieser Hinsicht Wasser- und Eiswolken Diese sind meist dünner und hauptsächlich (besonders im Sommer) au die höheren Luftschichten beschränkt.

Um das Schweben der Wolken zu erklären, nahm man früher all gemein an, die Tröpfchen seien hohl. Direkte Beobachtungen derselbe haben diese Ansicht widerlegt. Dieselbe war auch deshal unhaltbar, weil im Innern des Tropfens ein viel höhere Druck als der Luftdruck herrschen muss. Es sei Fig. 194 de Durchschnitt einer kleinen Wasserblase von 0,02 mm (vgl. S. 641) Durchmesser und sehr dünner Wasserhaut, und es sei de äussere Luftdruck p mm, so ist der Druck in der flüssigen Haut

Fig. 194.

$\left(p + \frac{15,1}{13,6} : r\right)$ mm, worin 15,1 die Steighöhe des Wassers (bei 11° C. in einer Röhre von 1 mm Halbmesser bedeutet. Der Druck in der inneren Luftmasse wird $p + \frac{15,1}{13,6}\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1}\right)$. Setzen wir der Einfachheit halber den äusseren Halbmesser r gleich dem inneren r_1 und gleich 0,01 mm, so wird der innere Druck $p + 223$ mm. Unter diesem hohen Überdruck von etwa einem Drittel Atmosphäre würde die innere Luft in sehr kurzer Zeit, einigen Minuten, hinausdiffundieren.

Die Grösse der Tropfen in den Wolken ist teils direkt beobachtet worden von Assmann und Dines, teils aus der Grösse der Höfe um den Mond von Kämtz berechnet worden. Sie fanden folgende Zahlen für den Durchmesser:

Dines . .	0,006—0,027 mm
Assmann	0,006—0,117 mm
Kämtz . .	0,014—0,035 mm.

Die von Dines beobachteten Tröpfchen gehörten einer Wolke an, welche sich gerade im Übergangszustand zum Regen befand. Als Mittelwert nimmt man gewöhnlich 0,02 mm an.

Für die Fallgeschwindigkeit von sehr kleinen Kugeln, gab Dutton die Formel:

$$R = 0{,}0000286\, v^2 d^2 s,$$

worin R den Luftwiderstand (= Gewicht des Tropfens in Grammen), v die Geschwindigkeit in m pr. Sek., d den Durchmesser in mm angiebt. s ist das spezifische Gewicht der Luft, verglichen mit demjenigen bei 0° C. und 760 mm Druck. Das Gewicht einer Kugel von 1 mm Durchmesser ist $0{,}000\,524 p$ g, worin p das spezifische Gewicht der Kugel angiebt. Folglich ist $R = 0{,}000\,524 p\, d^3$ und man erhält so:

$$0{,}000\,524 p\, d = 0{,}0000\,286\, v^2 s.$$

Für Wasser ist $p = 1$; setzen wir auch $s = 1$, so erhalten wir für $d = 0{,}02$ mm, $v = 0{,}605$ m pr. Sek. In Wirklichkeit sinken die Tropfen langsamer, weil bei sehr kleinen Tropfen der Widerstand bedeutend grösser ist als die Duttonsche Formel angiebt.

Nach einer Formel von Stokes, die für sehr kleine Tröpfchen gilt, würde die Geschwindigkeit nahezu proportional der Oberfläche des Tropfens zunehmen und für die hier genannten Tropfen gleich 4 cm pr. Sek. sein. Jedenfalls sieht man, dass aufsteigende Luftströme von sehr unbedeutender Geschwindigkeit genügen, um diese Tropfen schwebend zu erhalten.

Die obenstehende Formel ergiebt für die kleinen von Dines beobachteten Regentropfen $v = 0{,}5 - 1{,}5$ m, für Regentropfen von 1, 2, 4 und 7 mm $v = 4{,}3$ bezw. 6, 8,5 und 11,2 m. Hagelkörner von 1 cm Durchmesser ($p = 0{,}9$) haben danach eine Fallgeschwindigkeit von 13 m.

Die Wolken nehmen je nach ihrer Bildungsweise recht verschiedene Formen an. Man ist übereingekommen, folgende Klassifikation einzuführen (vgl. Fig. 195):

Cirrus oder Federwolken. Weisse, schattenlose, zarte Wolkenfaser die häufig bandförmig angeordnet sind (Polarbänder).

Cirro-Stratus. Weisse Wolkenschleier, bisweilen fasrig, bisweil mehr diffus. Sie geben dem Himmel ein milchiges Aussehen. Die beiden Klassen sind Eiswolken.

Cirro-Cumulus, Schäfchenwolken. Flockenförmige, schattenlo weisse Wölkchen, in Gruppen oder Reihen geordnet.



Fig. 195. Verschiedene Wolkenformen. Rechts oben Cirrus, darunter Cumulus, unter diesen wieder horizontale Streifen von Stratus-Wolken Links Regenwolken, Nimbus.

Alto-Cumulus. Dickere und grössere in Gruppen angeordnete Wolkenballen, die Schatten werfen, häufig sehr dicht liegend, weiss oder weiss-gräulich.

Alto-Stratus. Hohe Schichtwolke. Grauer, bräunlicher bis bläulicher dichter Wolkenschleier, niemals faserig.

Strato-Cumulus. Dichte Ballen oder Rollen von Wolken, die

häufig, besonders im Winter, den ganzen Himmel mit einer dunklen wogenförmigen Schicht bedecken.

Nimbus. Regenwolke. Dicke Schichten von dunklen Wolken mit zerfetzten Rändern, aus denen gewöhnlich Schnee oder Regen fällt. Oft gehen die Fetzen sehr niedrig mit grosser Geschwindigkeit (Frakto-Nimbus).

Cumulus. Haufenwolke. Unten horizontale, oben kuppenförmig begrenzte, dicke, häufig sehr mächtige Wolken, an der sonnenbeschienenen Seite blendend weiss, an den Schattenseiten dunkelblau. Sie ähneln bisweilen den Nimbus, werden aber als Cumulus angesehen, solange sie keinen Regen geben. Vom Winde zerrissene Cumuli haben den Namen Frakto-Cumuli.

Cumulo-Nimbus. Gewitterwolke. Gewaltige Wolkenmassen, die Bergen, Türmen etc. ähneln. Im allgemeinen sind sie von einer Cirro-Stratus-Schicht überlagert und unten gehen sie in Nimbusformen über. Sie geben kurzdauernde lokale Regen oder Hagelschauer.

Stratus. Hochgehende graue Nebel von horizontaler Schichtung, die keinen Regen geben. Sie liegen häufig über den Bergabhängen. Bei stiller Luft und hohem Barometerstand bilden sie den grauen Winterhimmel.

Die Wolken bei schönem Wetter sind durch ihre abgerundeten Formen, diejenigen bei schlechtem Wetter durch ihre diffuse schleierförmige Begrenzung gekennzeichnet.

Gegen den Horizont gehen alle Wolkenformen mehr oder weniger in Wolkenbanken über.

Bildungsweise der Wolken. In vielen Fällen kann man die Bildungsweise der Wolken verfolgen. Besonders leicht ist die Entstehung der Haufenwolken zu beobachten. Während der wärmsten Tageszeit steigen feuchte Luftströme mit grosser Geschwindigkeit von der Erdoberfläche auf. Wenn sie in eine bestimmte Höhe kommen, wird der Taupunkt erreicht. Wegen der Gleichförmigkeit der Bodenerwärmung ist diese Höhe für benachbarte Orte gleich. Jetzt beginnt eine starke Kondensation um die aus den niederen Luftschichten mitgeschleppten Staubpartikelchen. Der Luftstrom steigt noch weiter auf und seine Oberseite ist von jetzt an durch die Kondensation aus der immer gesättigt bleibenden Luft gekennzeichnet. Dieselbe erhält dadurch eine gewölbte Form, während die Unterseite ganz eben bleibt.

Ist die Wolkenbildung sehr massig und erstreckt sie sich über grössere Gebiete, so entstehen auf diese Weise Gewitterwolken. Ley

beobachtete über dem Montblanc eine Gewitterwolke von 4500 m Dicke. Die dicksten Gewitterwolken liefern Hagel und ihre Dicke erreicht bisweilen 8000—10000 m.

Je dicker die Wolken, um so heftiger ist naturgemäss der Niederschlag. Nach Clayden geben Wolken von unter 600 m Dicke keinen oder sehr leichten Regen. Bleibt die Dicke unter 1200 m, so sind die Regentropfen mässig gross. Sie wachsen mit derselben unter gleichzeitiger Temperaturabnahme, weil die mittlere Höhe ihres Entstehungsortes steigt. Aus Wolken von mehr als 2000 m Mächtigkeit kann Hagel fallen.

Über dem Feuersee Kilauea bildet sich bei den Eruptionen eine stillstehende Cumuluswolke, die in der Nacht durch fortwährende Blitze erleuchtet ist.

Über den Gewitterwolken bildet sich ein Schirm von Cirro-Stratus. Man stellt sich ihre Bildungsweise nach Hildebrandsson folgendermaassen vor. Die Köpfe der Gewitterwolken dunsten unter der Einwirkung der heftigen Sonnenstrahlung in die kalte umgebende Luft ab und geben zu einem aufsteigenden Luftstrom Anlass, dessen Gehalt an Wasserdampf wegen der niedrigen Temperatur mässig ist. In noch höheren Gegenden tritt Kondensation ein, und zwar wegen der niederen Temperatur in Gestalt feiner Eisnadeln. Die aufwärts gerichtete Strömung breitet sich, wenn die Luftmassen genügend abgekühlt sind, mit grosser Geschwindigkeit (14—16 m pr. Sek. nach Clayton) zur Seite aus. Auf diese Weise entsteht der Cirro-Stratusschirm.

Die Cirruswolken haben wahrscheinlich eine ähnliche Entstehungsweise. Sie treten deshalb meist im Sommer auf. Im Winter kommen sie in unseren Gegenden nur bei starken aufsteigenden Luftwirbeln vor. Auch an der Grenze zwischen zwei verschieden warmen und feuchten Luftschichten können sie sich durch Vermischung bilden.

Die Stratuswolken, die an Nebel erinnern, verdanken wohl auch wie diese in vielen Fällen ihre Entstehung der Abkühlung in der Nähe der Erde bei starker Strahlung. Bisweilen, z. B. in klaren Winternächten oder im Sommer nach feuchten Tagen bei scharfer Abkühlung in der Nacht, entstehen sie in höheren Luftschichten. Andere Schichtwolken entstehen, wenn der Wind heftig gegen einen Gebirgszug weht, durch die Hebung der Luftmassen, welche mit den ausfallenden Wassertröpfchen sich auf der Leeseite in einer horizontalen Schicht ausbreiten. Ähnliche Bildungen können durch das Wehen des Windes gegen eine Küste entstehen. Dabei verursacht die vergrösserte

Reibung eine Aufstauung der Luftmassen, die von Kondensation begleitet ist. Die so gebildeten Schichtwolken können eine bedeutende Mächtigkeit erlangen. Strato-Cumuli von 5—6 km Dicke sind bei Ballonfahrten beobachtet worden.

Mit ihrer Bildungsweise hängt die periodische Häufigkeit der verschiedenen Wolkenformen eng zusammen. Je niedriger die Wolken liegen, um so früher am Tage erreichen sie ihr Maximum. Die Stratuswolken sind, wie die Nebel, am gewöhnlichsten am Morgen. Die anderen Wolkenformen, die auf aufsteigenden Bewegungen beruhen, sind dagegen am Nachmittag am häufigsten, wie folgende Tabelle über die Bedeckung des Himmels in Prozent mit verschiedenen Wolkenarten zeigt:

	V. M. 7 Uhr	9 Uhr	11 Uhr	N. M. 1 Uhr	3 Uhr	5 Uhr	7 Uhr	9 Uhr
Stratus . . .	**30**	27	26	24	*22*	23	24	26
Cumulus . .	*14*	17	24	**31**	30	26	20	16
Alto-Cumulus	**29**	26	*21*	27	**30**	26	25	*22*
Cirro-Cumulus	24	*22*	23	24	**27**	26	26	**28**
Cirrus . . .	*17*	17	21	22	23	**26**	22	19

Im Winter sind die Stratusformen am häufigsten, im Sommer die Cumulus-Formen (mit Cirren).

Die Stratuswolken sind auch für höhere Breiten, die Cumulus- und Cirrusformen für niedere Breiten typisch. Auch auf dem Meere und an den Küsten, wo die tägliche Erwärmung mässig ist, sind die Stratus häufiger als über dem Kontinent, die Cumulus umgekehrt seltener. In mittleren Breiten, besonders über der See, kommen gemischte Wolken, wie Strato-Cumulus und unregelmässiger Cirro-Stratus, am häufigsten vor.

Wenn die Wolkengebilde beständig wären, so würden sie durch die ungleichmässigen Luftbewegungen, sowie durch das Sinken der Wassertröpfchen ein faseriges, zerfetztes Aussehen erhalten. Dies trifft auch ein, sobald die umgebende Luft feucht ist. Ist dies nicht der Fall, so dunsten die kleinen Fetzen ab, und man erhält die schönen abgerundeten Formen. Deshalb sind diese abgerundeten Formen für schönes Wetter charakteristisch, während die zerfetzten Wolkenformen windiges, feuchtes Wetter angeben. Die Faserung ist bei den Cirren besonders stark entwickelt, was auf der geringen Verdunstung in den betreffenden hohen kühlen Luftschichten beruht.

Die auffallende wellenförmige Anordnung, welche besonders bei hohen Wolken vorkommt, ist von v. Helmholtz erläutert worden. Sie beruht auf einer Wellenbildung zwischen zwei Luftschichten, die sich

übereinander bewegen, sodass sie eine relative Geschwindigkeit besitzen. An der Stelle, wo die Geschwindigkeit sich plötzlich ändert, die gewissermaassen als Gleitfläche bezeichnet werden kann, entstehen Wellen, ganz wie an der Gleitfläche zwischen Luft und Wasser. Der eigentliche Unterschied ist nur der, dass im erstgenannten Fall, wegen dem geringen Unterschied der Dichte der beiden übereinander gleitenden Schichten, die Wellen unvergleichlich viel länger werden wie im zweiten Fall, wo der Dichtenunterschied sehr bedeutend ist. Dementsprechend werden auch die Wellenhöhen bei den Luftwellen ausserordentlich viel grösser als bei den Wasserwellen. Nehmen wir jetzt an, die untere Schicht sei, wie gewöhnlich, die feuchtere, so werden die Luftmassen derselben an jedem Wellenkamm stark in die Höhe gehoben, in jedem Wellenthal dagegen ebenso stark nach unten verschoben. Die Wellenkämme zeichnen sich deshalb durch Kondensation aus, die Wellenthäler durch Auflösung der Wolken. Der Himmel erscheint in solchen Fällen mit langen parallelen Wolkenstreifen überzogen. Bisweilen können zwei solche Wellenzüge, wie bei den Wasserwellen, zufolge einer Art Dünung einander kreuzen, es entsteht dann ein charakteristisches rautenförmiges Gewölk am Himmel.

Dieses Problem ist später von W. Wien sehr eingehend behandelt worden.

Für die Wellenlänge, l, einer Wellenbewegung an der Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeiten (Gase einbegriffen) von den Dichten ϱ und ϱ_1, die mit der relativen Geschwindigkeit v übereinander weggleiten gilt die Beziehung:

$$l = 2\pi \frac{v^2}{g} \cdot \frac{\varrho\,\varrho_1}{\varrho^2 - \varrho_1^{\,2}},$$

worin g wie gewöhnlich die Beschleunigung der Schwerkraft bedeutet. Setzen wir einmal $\varrho = 1$, $\varrho_1 = 0{,}001293$, ein zweitesmal $\varrho = \frac{1}{2}\,0{,}001293$ $\varrho_1 = \frac{1}{2}\,0{,}001247$, so entspricht diese Annahme im ersten Falle Wasser und Luft bei 0^0, im zweiten Luft bei 0^0 und bei $+10^0$ C. in 5500 m Höhe. Angenommen weiter, dass in beiden Fällen, $v = 1$ m pr. Sek. und $g = 9{,}81$ m pr. Sek^2., so wird l im ersten Falle gleich 0,00083 m, im zweiten dagegen gleich 8,8 m. Allgemein ist die Wellenlänge bei gleichem v-Wert 10630 mal grösser in Luft unter diesen Bedingungen, wie bei Wasserwellen.

Da die Länge der Luftwellen unter übrigens gleichen Umständen dem Dichtenunterschied umgekehrt und dem Quadrate v^2 der Geschwindigkeit direkt proportional ist und der Dichtenunter-

chied der beiden übereinandergleitenden Luftschichten wohl selten so ross ist, wie oben angenommen, so muss man nicht allzu grosse Gechwindigkeiten v annehmen (etwa 0,2—5 m), um zu Dimensionen der Volkenwellen zu gelangen, welche den gewöhnlichen Fällen entprechen.

Die Wolkenwellen unterscheiden sich in einer Hinsicht von den Vasserwellen. Bei diesen sind die Wellenkämme sehr schmal im Verleich zu den Wellenthälern, bei jenen trifft das Gegenteil zu. Dies eruht darauf, dass bei den Luftwellen der Schaum der Wellenkämme, elcher ausgefällte Wassertröpfchen enthält, in der darüberliegenden Luft uspendiert bleibt, während bei Wasserwellen der Schaum gleich ins Vasser zurückfällt.

Höhe und Geschwindigkeit der Wolken. Die Winkelgeschwinligkeit der Wolken misst man mit dem Nephoskop. Dieses Instrument esteht aus einer kreisrunden glatten Scheibe aus schwarzem oder unten geschwärztem Glas, um deren Mittelpunkt mehrere konzentrische Kreise gezeichnet sind. Ausserdem sind durch den Mittelpunkt mehrere Durchnesser gezogen, welche nach den Himmelsrichtungen auf der horizontal ufgelegten Scheibe orientiert sind. Am Rand der Glasscheibe steht ein ertikaler Stab, der oben mit einer Spitze oder Öse versehen ist. Der Stab kann dem Rande entlang verschoben werden und sein oberes Ende vermittelst einer Zahnstange mit Schraube in beliebiger Höhe eingestellt werden. Man blickt über die Spitze oder durch die Öse auf den Mittelpunkt des Spiegels und stellt so ein, dass man dabei eine bestimmte Stelle einer Wolke sieht. Dann folgt man bei feststehendem Stab mit lem Auge dem Bild des mit der Stabspitze zusammenfallendem Wolkenteils, bis es durch einen Kreis passiert. Die Zeit, welche von der Einstellung des Nephoskops an verstrichen ist, ebenso die Richtung des Durchmessers, dem entlang das Bild gezogen ist, werden notiert. Aus liesen Angaben kann man leicht die Winkelgeschwindigkeit berechnen und erhält direkt die Zugrichtung der Wolke.

Um die absolute Geschwindigkeit aus der Winkelgeschwindigkeit zu berechnen, muss man ausserdem die Entfernung der Wolke kennen, woraus dann ihre Höhe leicht zu berechnen ist. Die Entfernung bestimmt man gewöhnlich vermittels Triangulierung (vgl. S. 236) von einer Basis von geeigneter Länge (100 m — 1000 m). Aus den von den beiden Endpunkten der Basis gleichzeitig beobachteten Azimuten und Höhen eines bestimmten Wolkenteils kann man seine Entfernung berechnen. Durch fortgesetzte Beobachtung dieser Grössen kann man

dann auch die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Wolkenteil ermitteln.

In neuerer Zeit nimmt man statt dessen häufig den betr. Wolkenteil mit zwei nach bestimmten Richtungen eingestellten Kameraen au und bestimmt die Lage des Bildes auf den beiden Platten.

Die meisten solchen Messungen sind in Schweden (Upsala) un Amerika (Blue Hill bei Boston) ausgeführt worden. Sie führten z folgenden Ergebnissen betreffs der mittleren Höhe folgender Wolkengattungen. Die Messungen gelten für den Sommer, und die Höhe is in Metern über dem Beobachtungsort angegeben.

	Upsala	Boston
Cirrus	8500 m	9900 m
Cirro-Stratus, hohe . .	9250	8750
„ niedrige .	5200	6480
Cirro-Cumulus . . .	6400	7610
Alto-Cumulus, hohe .	5700	6410
„ niedrige	2750	3170
Strato-Cumulus . . .	2060	2000
Cumulo-Nimbus, Gipfel	2670	
„ Basis	1400	1200
Cumulus, Gipfel . . .	2020	2180
„ Basis . . .	1390	1470
Nimbus	1600	710
Stratus	810	580

Die Cirro-Stratus- und Cumulo-Nimbus-Wolken haben sehr verschiedene Höhen, die sich um zwei Mittelwerte gruppieren. Dementsprechend sind diese beiden Wolkengattungen in zwei Unterabteilungen, hohe und niedrige, eingeteilt. (Gegen die Einteilung der Alto-Cumuli, die in allen Höhen zwischen 800 und 9000 m beobachtet sind, in hohe und niedrige hat jedoch Hann Einsprüche erhoben.)

Die Maximal- und Minimalwerte der Wolkenhöhen können ganz bedeutend von den Mittelwerten abweichen. So z. B. wechselte die Höhe der Strato-Cumuli zu Upsala zwischen 470 und 4400 m, diejenige der Cirri zwischen 3600 und 13400 m.

Abgesehen von den niedrigsten Wolkenformen, Nimbus und Stratus, liegen die Wolken nach den Messungen bei Boston etwas höher wie nach denjenigen von Upsala. Dies rührt daher, dass im Sommer die relative Feuchtigkeit in Upsala etwas grösser als in Blue Hill bei Boston ist.

Dieser Umstand giebt sich auch in der jährlichen Schwankung der Wolkenhöhen kund, indem die verschiedenen Wolkenarten im Sommer in Upsala im Mittel etwa 700 m, zu Blue Hill etwa 900 m höher wie im Winter liegen. Am grössten ist der Unterschied für Cirrus-Wolken 1200 bezw. 1900 m), am geringsten für Alto-Cumuli (200 m).

Auch eine tägliche Schwankung der Wolkenhöhe, welche mit der relativen Feuchtigkeit zusammenhängt, tritt sehr deutlich hervor, indem diese Höhe während des Tages zunimmt, und am Abend und in der Nacht wieder abnimmt. Diese Änderung geht aus folgender Tabelle hervor.

	Mittlere Höhe der Wolke um		
	8 Uhr V. M.	1 Uhr N. M.	7 Uhr N. M.
Cirrus . . .	8700	8760	9500
Cirro-Cumulus	6020	6570	6230
Alto-Cumulus.	3780	4260	4000
Nimbus . . .	1180	1550	2160

Ferner nimmt die Mächtigkeit (Gipfel-Basis) der Cumulus-Wolken am Vormittag zu, bis zu einem Maximum kurz nach Mittag (etwa um 1 Uhr) und nimmt dann ab. So wurde diese Mächtigkeit um 8 Uhr V. M. zu 210 m, um 12 Uhr und 2 Uhr N. M. zu 570 bezw. 540 m und um 5 Uhr N. M. zu 60 m im Mittel geschätzt.

Die Kondensation des Wasserdampfes findet hauptsächlich in zwei verschiedenen Höhenlagen statt, von welchen die niedrigere durch die Cumuli, die höhere durch Cirri und Cirro-Strati charakterisiert ist. Dies hängt mit der Bildungsweise der Wolken zusammen, indem die Cumuli als Produkte einer ersten, die Cirri und Cirro-Strati als Produkte einer zweiten Kondensation angesehen werden können.

Die Messungen des nordamerikanischen Wetter-Bureaus über die prozentische Verteilung der Wolken in verschiedenen Höhen ergaben folgende Resultate:

Höhe . . .	0—1200	—2800	—4400	—6000	—7600	—9200	—10800	—12400	—14000 m
Proz. Wolken .	4,0	**21,8**	11,5	8,0	*7,6*	12,8	**18,9**	10,0	5,4

Wolken von mehr als 15 km Höhe werden nur selten beobachtet. Die Wasserdampfmengen in dieser Höhe sind so verschwindend gering (vgl. S. 626), dass man keine merkliche Kondensationen zu erwarten hat. Jedoch sind unter günstigen Beleuchtungs-Verhältnissen „leuchtende Nachtwolken“ von Jesse, Mohn und anderen beobachtet worden, deren Höhe bis gegen 100 km oder mehr emporreichte (vgl. S. 580).

Die Geschwindigkeit der Wolken ist sehr nahe derjenigen der

umgebenden Luftmassen gleich. Dass dieser Satz nicht streng giltig ist, kann man daraus ersehen, dass eine Wolke auf der einen Seite (Luv-Seite) zuwachsen, auf der anderen Seite sich auflösen kann. So sieht man Wolken, die sich über einen Bergkamm hinabwälzen, in einer bestimmten Höhe sich auflösen. Die Wolkenbank liegt fest, obgleich die Luftmassen sich fortbewegen. Für in horizontaler Richtung sich bewegende Wolken dürfte jedoch die Geschwindigkeit ohne merklichen Fehler gleich der Windgeschwindigkeit in der Umgebung gesetzt werden können.

Die Geschwindigkeit der Wolken in horizontaler Richtung steigt mit ihrer Höhe. Sie ist im Winter grösser wie im Sommer, wie die nachstehende Tabelle zeigt. In den Tropen verschwindet dieser Unterschied der Jahreszeiten aus leicht ersichtlichen Gründen.

Wolkengeschwindigkeit in m pro Sek. (W. = Dez.—Febr., S. = Juni—Aug.)

Höhe der Wolken . .		500—2000	—4000	—6000	—8000	—10000	—14000
Upsala (60° n. Br.)	W.	9,0	10,8	19,9	20,5	33,5	—
	S.	9,3	6,6	12,0	20,3	19,7	—
Blue Hill (42,5° n. Br.)	W.	11,3	17,9	26,3	31,0	41,8	50,4
	S.	8,5	11,7	13,9	19,0	29,8	32,8
Manila (15° n. Br.)	W.	5,7	7,2	4,9	7,5	17,0	12,2
	S.	5,3	7,1	8,0	8,5	10,2	14,1

Die maximale Geschwindigkeit der Cirrus-Wolken kann nach amerikanischen Messungen etwa 100 m pro Sek. erreichen, diejenige der Cumulus-Wolken nur ein Drittel davon.

Bewölkung. Da die Bewölkung von grösster meteorologischer Bedeutung ist, indem dieselbe die Grösse der Sonnenstrahlung und der nächtlichen Ausstrahlung beeinflusst, hat man bei allen meteorologischen Beobachtungen eine Angabe über den Bruchteil des Himmels, welcher von Wolken bedeckt ist, vorgeschrieben. Die Grösse dieses Teils wird nach Augenmaass geschätzt und in Zehnteilen angegeben. Der Bewölkung am Horizont, welche aus perspektivischen Gründen zu stark erscheint, soll dabei ein geringeres Gewicht beigelegt werden. Auf die Dichte der Bewölkung wird dabei keine Rücksicht genommen, sondern dieselbe wird durch eine eigene Angabe (0 sehr dünn, 2 dicht) gekennzeichnet.

An Stelle der Bewölkung kann man die Dauer des Sonnenscheins als Bruchteil der Tageslänge angeben. Dabei benutzt man für gewöhnlich eine kugelförmige Linse, die ein Sonnenbild auf ein Papier wirft.

;t der Himmel rein, so verkohlt das Papier an der entsprechenden Stelle. Ian kann natürlich ebenso gut photographische Registrierung verwenden.

In der Nacht wird die Bewölkung aus der Sichtbarkeit der Sterne eschätzt. Bei photographischen Aufnahmen stellt man die Camera auf ie circumpolaren Sterne ein, welche Kreise auf der Platte zeichnen, ie bei Bewölkung abgebrochen sind.

Die Bewölkung zeigt eine deutliche Periode sowohl nach den Jahres-ie nach den Tageszeiten. Als Beispiele mögen folgende Angaben an-eführt werden.

Tägliche Periode der Bewölkung (in Zehnteln)

	V. M. 2	6	10	N. M. 2	6	10
Offener Ocean	5,9	**6,2**	5,8	5,8	*5,7*	5,7
Allahabad	2,7	**3,3**	*3,2*	**3,6**	3,5	*2,5*
Wien, Okt.—Febr.	+ 0,33	+ **0,48**	+ 0,34	0	— 0,06	— *0,43*
„ Mai—Juni	— 0,33	— 0,18	+ 0,21	+ **0,58**	+ 0,35	— *0,63*
„ Apr., Juli—Sept.	— 0,31	+ **0,25**	+ *0,11*	+ **0,37**	+ 0,12	— *0,54*

Die Ziffern für Wien geben die Schwankungen um den Mittelwert, gl. nächste Tabelle, an.

Jährliche Periode der Bewölkung (in Zehnteln)

	Jan.	Febr.	Mä.	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
üd-England	**7,8**	7,5	7,4	7,6	*6,6*	6,8	**6,9**	6,7	6,8	*6,7*	7,1	7,1	7,1
psala	**8,1**	7,7	7,2	6,1	5,7	5,8	*5,2*	5,3	5,5	5,8	7,0	7,5	6,9
lünchen	**7,3**	6,9	5,9	*5,4*	**6,9**	6,3	6,3	6,0	*5,9*	6,2	7,2	7,2	6,5
Vien	**7,3**	7,2	6,7	6,2	5,2	5,1	4,9	4,5	*4,5*	4,5	5,4	7,4	5,7
orweg., S.-Küste	6,9	**7,2**	6,9	6,3	*6,0*	6,2	6,0	6,9	6,5	7,0	6,9	6,8	6,6
stl. Mittelmeer 34° n. Br.	**4,9**	4,6	3,8	3,7	2,8	1,3	*1,1*	1,3	1,8	2,5	4,0	4,7	3,0
lpengipf. 2600 m 47° n. Br.	*5,0*	5,3	6,0	6,5	**7,0**	6,7	6,1	5,8	6,0	6,0	5,5	5,1	6,9
amerun, Gabun 0,3° n. Br.	*5,4*	6,3	7,0	7,2	7,4	7,7	**8,9**	8,6	8,4	8,0	*7,4*	**8,6**	7,4
stasien 56½° n. Br.	*3,1*	3,4	3,9	4,7	5,7	5,6	**6,2**	6,0	5,5	5,4	4,8	4,2	4,9

In kontinentalen Gebieten ist der tägliche Gang relativ einfach. in Minimum tritt am Abend um 10—11 Uhr ein, wonach die Bewöl-ung steigt, zur Mittagszeit oder kurz danach erreicht sie ein Maxi-um. Die Schwankung ist im Winter gering, in Paris zwischen ,5 und 7,2, im Sommer bedeutender, in Paris zwischen 4,2 und 6,2.

Auf dem Ocean ist die Schwankung sehr gering, zwischen 5,6 am Mittag und 6,2 um 6—8 Uhr V. M. Die Veränderung der Periodizität mit den Jahreszeiten zeigen die Daten aus Wien. Im Vorsommer verhält sich die Bewölkung wie in Paris; im Frühling und Nachsommer tritt ein sekundäres Maximum um 6 Uhr Vormittags hinzu, welches in den Wintermonaten zum Hauptmaximum wird, während das Mittagsmaximum verschwindet.

Der jährliche Gang der Bewölkung zeigt in unseren Gegenden ein Maximum im Winter, ein Minimum im Hochsommer mit geringeren Variationen. Dieser Gang gilt für höher gelegene Punkte in Gebirgen nicht, weil im Winter ein grosser Teil der Wolken unter ihnen liegt. Daselbst kann, wie das oben angeführte Beispiel (Alpengipfel) zeigt, sogar der Gang nahezu umgekehrt werden, indem das Minimum im Januar, das Maximum im Vorsommer liegt. Einen ähnlichen Gang zeigen die kältesten und die äquatorialen Gegenden.

Alle diese ziemlich komplizierten Erscheinungen finden in jedem einzelnen Falle ihre Erklärung aus der täglichen und jährlichen Veränderung der Wolkenmenge.

Aus der Zeit des Sonnenscheins kann man die Zeit berechnen während welcher die Sonne von Wolken verdeckt gewesen ist. Diese Zeit in Prozenten der Tageslänge ausgedrückt, stimmt nicht völlig mit der mit 10 multiplizierten Zahl der Bewölkung überein. Diese Abweichung, welche auf der Ungleichheit der Bewölkung zu verschiedenen Tageszeiten und an verschiedenen Himmelsteilen beruht, ist jedoch ziemlich unbedeutend. Als Beispiele der Ziffern für die Sonnenstrahlung mögen folgende Daten angeführt werden.

Sonnenschein, Prozent von der möglichen Bestrahlungszeit

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mittel
Valentia	*18*	22	22	35	43	**51**	39	31	34	33	25	26	32
Petersburg	9	20	29	35	51	43	**54**	48	46	39	23	*8*	34
Wien	27	33	31	37	35	47	50	**59**	43	45	*22*	27	38
New York	54	*52*	60	59	62	61	73	**75**	73	71	68	56	64

Der tägliche Gang der Insolation zeigt in Mitteleuropa im Winter einen umgekehrten Gang wie im Sommer, indem im Winter die Nachmittage mehr Sonnenschein aufweisen wie die Vormittage. Dies gilt auch für das Jahr besonders in küstennahen Orten, nicht aber im Hochgebirge. Im Hochsommer ist es umgekehrt, besonders im Gebirge. Dasselbe trifft für die Tropen im ganzen Jahr zu. Der Grund ist, dass in kälteren Jahreszeiten und Gegenden die Nebel und niedrigen Wolken

orwiegen, welche ihr Maximum am Morgen aufweisen, in wärmeren ahreszeiten und Gegenden dagegen die im Nachmittag häufigen Cumulus-Volken die Hauptmasse der Bewölkung bilden.

Die Verteilung der Bewölkung über der Erdoberfläche ist von 'eisserenc de Bort durch Linien der gleichen Bewölkung, Isonephen, argestellt. Aus seinen Daten sind folgende Mittelwerte in Prozent erechnet.

Breite	Land	Meer	Mittel
70—60 N.	58	66	60
60—50	56	68	62
50—40	46	63	55
40—30	36	52	46
30—20	29	47	*41*
20—10	*28*	*47*	42
10—Äq.	50	57	55
Äq.—10 S.	**55**	**60**	**58**
10—20	48	54	53
20—30	*30*	*50*	*45*
30—40	39	51	49
40—50	62	61	62
50—60	**71**	**72**	**72**

Die Bewölkung zeigt ein Maximum zwischen dem Äquator und 0° s. Br. und nimmt von da nach beiden Seiten stark ab bis zu etwa 0° n. Br. und 25° s. Br. Von da ab nimmt sie mit der Breite zu und rreicht wohl erst am Pol ihr Maximum. Die Bewölkung ist, wie natür-ch, geringer über dem Kontinent als über dem Meer. Hauptsächlich eshalb zeigt die nördliche Halbkugel eine geringere Bewölkung als die üdliche.

Die mittlere Bewölkung für die ganze Erde erreicht etwa 52 Proz.)ie Dauer des Sonnenscheins beträgt für Italien 52 Proz., für Deutsch-ınd 38 Proz., für die britischen Inseln nur 30 Proz. der möglichen)auer. Auf Berggipfeln ist sie geringer als in der Ebene (Ben Nevis 6 Proz., Sonnblick 34, gegen 40 im Thal). Hochthäler zeigen dagegen äufig mehr Sonnenschein wie die Niederung (z. B. Davos). Grosse Städte üssen durch Rauch und Nebel viel Sonnenschein ein, so z. B. London in Drittel, Hamburg ein Viertel.

Die Entstehungsweise der Regentropfen. Wilson hat be-echnet, dass die Tropfen, welche ohne Kondensationskerne sich bei Aus-ehnung bilden, einen Durchmesser von $1{,}7.10^{-6}$ mm besitzen. So kleine

Tropfen können nicht beobachtet werden, und in der Natur komme wohl immer Kondensationskerne vor, die Tropfenbildung bei geringe Übersättigung herbeiführen, wobei auch die Tropfen grösser sind. Boc hat aus den Beugungserscheinungen in dem durch einen Dampfstrah hindurchgegangenen Licht berechnet, dass darin Tropfen von 1—2 vorkommen. In der Nähe der kleinen Tropfen ist der Dampfdruck grösse als in der Nähe der grossen, deshalb destilliert Wasser hinüber und di grossen Tropfen wachsen auf Kosten der kleinen.

R. v. Helmholtz hat einen interessanten Versuch gemacht. Wen man auf eine Glasplatte atmet, auf welcher ein paar grössere Wasser tropfen liegen, so bedeckt sie sich mit einem Anflug, welcher i der Nähe der grossen Tropfen bald verschwindet, sodass dieselben vo einem klaren Rand umgeben sind. Die kleinen Hauchtröpfchen sin in der Nähe der grossen Tropfen zu diesen hinüberdestilliert.

Wenn der Durchmesser der Tröpfchen gegen 0,1 mm oder meh erreicht, ist jedenfalls der Unterschied in ihrer Dampfspannung zu un bedeutend, um eine nennenswerte Destillation herbeiführen zu können Trotzdem sind die Regentropfen viele Male grösser als die Nebeltropfen deren mittlere Grösse auf 0,02 mm Durchmesser geschätzt worden ist Dies beruht ohne Zweifel auf einem rein mechanischen Zusammenfliessen der Nebeltropfen beim Herunterfallen. Im Gebirge beobachtet man häufig wie ein am Fusse des Berges heftiger Regen höher hinauf durch feinen Regen und noch höher durch einen Nebel ersetzt wird, aus dem langsam mikroskopische Tropfen herausfallen.

Man hat schon lange (Kant) vermutet, dass elektrische Entladungen bei dem Zusammenfliessen der Wassertropfen eine grosse Rolle spielen. Ein fallender Wasserstrahl, der sich in Tropfen auflöst, hält bis zu einem tieferen Punkte zusammen, wenn man ihm eine geriebene Siegellackstange nähert (Rayleigh). R. v. Helmholtz, Richarz, Aitken, Shelford Bidwell, Barus u. a. haben eine ähnliche Erscheinung studiert. Ein Dampfstrahl wird undurchsichtiger und dadurch eine längere Strecke sichtbar, sobald er elektrischen Ausströmungen ausgesetzt wird, was auf eine kondensierende Einwirkung hindeutet. Es scheint jedoch, dass die elektrische Ladung nicht selbst wirksam ist, sondern die durch ihre Ausströmung in die Luft entstehenden Produkte. Luft, in welche die Elektrizität ausgeströmt ist, kann nämlich lange Strecken durch Röhren geleitet werden, ohne die kondensierende Eigenschaft zu verlieren. Ähnliche Eigenschaften zeigt Luft, welche mit Röntgen- oder Kathodenstrahlen durchstrahlt ist. Man nimmt von solcher Luft

an, dass sie positive und negative Ionen enthält. Diese können in einem elektrostatischen Feld voneinander getrennt werden. Es zeigt sich dabei nach Wilson, dass die negativen Ionen eine bedeutend stärker kondensierende Eigenschaft besitzen als die positiven. Mit Sonnenlicht beleuchtete Luft zeigte diese Eigentümlichkeit nicht. Lenard fand bei Untersuchung des Niederschlages in ultraviolett bestrahlter Luft keine Eigenladung desselben.

Physikalische und chemische Eigenschaften der Regentropfen. Die Grösse der Regentropfen ist sehr verschieden je nach den äusseren Umständen. Je dichter und mächtiger die regengebenden Wolken sind, um so grösser werden sie im allgemeinen. Die Mächtigkeit der Wolken hängt aber von der Wasserdampfmenge in der Luft ab, und die Regentropfen wachsen deshalb im allgemeinen mit der Lufttemperatur, sodass die grössten Tropfen in den Tropen vorkommen. Die Tropfen können jedoch eine gewisse Grösse wegen des Luftwiderstandes beim Herunterfallen nicht überschreiten. Lässt man nämlich grössere Wassermassen als von etwa 0,2 g Gewicht durch die Luft fallen, so lösen sie sich in kleinere Tropfen auf (Wiesner; nach Ritter ist das Maximalgewicht 0,14 g). Danach dürften Regentropfen von grösserem Durchmesser als etwa 7 mm nicht vorkommen. Die Tropfen bei Platzregen erreichen einen Durchmesser von etwa 5 mm, bei gewöhnlichem Regen 2—4 mm und bei feinem Regen, wie Nebelregen, noch weniger.

Bei einem Gewitter bemerkt man leicht, dass die zuerst fallenden, gewöhnlich spärlichen Tropfen sehr gross sind und kleinere ihnen folgen, bis der eigentliche Regenschauer aus ziemlich gleichmässigen Tropfen besteht. Dass die grössten Tropfen zuerst hinunter kommen, ist eine Folge des Luftwiderstandes (vgl. S. 641).

Die Regentropfen haben, wegen ihrer Herkunft aus höheren kühlen Luftschichten, im allgemeinen eine niedrigere Temperatur als die Luft an der Erdoberfläche. Passerini in Florenz fand, dass im Juni—Sept. der Regen um 3,1°, im Mai und Okt.—Nov. um 1,1° kälter als die Luft am Erdboden war. Dies hängt mit der starken Abnahme der Lufttemperatur nach oben an Sommertagen und der grossen Höhe der Wolken zu dieser Zeit zusammen.

Die Herkunft der Regenwolken spielt dabei auch eine Rolle, indem nach Breitenlohner die in Lobositz (Böhmen) aus dem Südwestquadranten stammenden Gewitterwolken eine Regentemperatur von nur 0,8° C. unter der Lufttemperatur am Erdboden, diejenigen von N., NE und NW dagegen 3° C. unter derselben zeigten.

Bisweilen kann der Regen wärmer sein als die niedere Luft und der Boden. In diesem Fall entsteht auf gefrorenem Boden Glatteis (vgl. S. 638).

Der Regen und der Schnee nehmen alle Körper, die in der Luft schweben, auf. An der Meeresküste enthält der Regen Spuren von Salzen aus dem Meerwasser, welches als Wellenschaum der Luft Tröpfchen abgegeben hat. In der Nähe von Fabrikstädten enthält der Niederschlag Schwefelsäure, die bei der Verbrennung von kieshaltigen Kohlen entstanden ist. Ausserdem schleppt der Niederschlag alle Arten von Staub mit sich, darunter allerlei Mikroorganismen, wie Bakterien, Pilzsporen u. s. w. Aus diesem Grunde ist das Regenwasser nicht als Trinkwasser zu empfehlen. Bisweilen fällt mit dem Regen der gelbe Pollen blühender Nadelhölzer, er wird dann Schwefelregen genannt.

Ausser diesen festen oder gelösten Bestandteilen enthält der Regen alle atmosphärischen Gase aufgelöst.

Unter diesen Gasen ist das Ammoniak das wichtigste wegen seiner landwirtschaftlichen Bedeutung. Ausser Ammoniak enthält der Niederschlag auch normal einige andere für die Landwirtschaft wichtige Stickstoffverbindungen, Nitrit und Nitrat von Ammoniak. Ammoniak, sowie seine Verbindungen, entsteht unter Einwirkung von stillen elektrischen Entladungen (zufolge des luftelektrischen Potentialfalles) in der Luft. Der Ammoniakgehalt des Regens ist etwa doppelt so gross im Januar wie im Juli (3,7 bezw. 1,5 mg pr. Liter in der Nähe von Paris, das Mittel ist 2,0 mg). Durch Niederschlag wird bei Paris dem Boden jährlich pro m^2 1,04 g Ammoniak-Stickstoff und 0,4 g Nitrat- und Nitritstickstoff zugeführt. Die Stickstoffzufuhr zum Boden ist in England (Rothamsted) und auf dem Lande in Frankreich nur etwa zwei Drittel so gross.

Für Belgien haben Petermann und Graftiau sowie Spring sehr eingehende Untersuchungen ausgeführt.

Zu Gembloux enthält der Regen 1,41 mg Stickstoff pr. Liter, einer Stickstoffzufuhr von 1,03 g pr. m^2 und Jahr entsprechend. Das Verhältnis vom Stickstoff im Ammoniak zum Stickstoff in Nitraten oder Nitriten kann sehr stark veränderlich sein (von 1,5 : 1 bis zu 15 : 1), im Mittel ist es ungefähr 3 : 1. Für die deutschen Stationen sind sehr variable Verhältnisse gefunden. Die Beobachtungen von Regenwalde 1864—1867 geben im Mittel 2,06 mg NH_3-Stickstoff und 0,61 mg sauerstoffgebundenen Stickstoff pr. Liter Regen, einer jährlichen Zufuhr von 1,56 g Stickstoff pr. m^2 zum Boden entsprechend. Beobachtungen in Florenz (1870—1872) ergaben

e entsprechenden Ziffern 0,93, 0,31 und 1,34. Die älteren Messungen Rothamsted 1853—1856 gaben 0,93, 0,12 bezw. 0,75.

Schnee und Reif enthalten etwa 5 mal mehr Stickstoffverbindungen s Regen.

Der Stickstoffgehalt ist in Städten und ihrer Umgebung bedeutend össer als auf dem Lande. So z. B. fand man für die Städte in Schottnd 3,7 mg Ammoniak- und 0,26 mg sauerstoffgebundenen Stickstoff pr. iter, für Glasgow sogar 7,5 bezw. 0,6 mg, für das Land dagegen nur 70 bezw. 0,15 mg. Der Ammoniakgehalt ist in den Tropen nur wenig össer als bei uns, so z. B. zu S. Dénis auf Réunion 21° s. Br. 1,6 mg tickstoff pr. Liter (nach Müntz). Der Gehalt an Nitraten und Nitriten bersteigt dagegen daselbst denjenigen in gemässigten Zonen bedeutend, : entspricht 2,7 mg Stickstoff pr. Liter. Die Stickstoffzufuhr zum Boden ist ort etwa 4 mal so gross wie bei Montsouris. Zu Caracas, 11° n. Br., wurden 23 mg oxydierter Stickstoff pr. Liter gefunden. Diese Zunahme der auerstoffverbindungen des Stickstoffs gegen die Tropen wird den Blitzen geschrieben, welche dort viel häufiger und intensiver wie bei ns sind.

Fester Niederschlag. Bei grosser Kälte sieht man bisweilen in er Luft glänzende Eisnadeln langsam heruntersinken. Dieselben kommen uch in höheren Luftschichten nach Berichten von Ballonfahrern recht äufig vor. Sie sind wahrscheinlich durch langsame Kondensation des Vasserdampfes entstanden. Sie kommen nur bei sehr niedrigen Tempeaturen vor, bei welchen der Wasserdampfgehalt der Luft äusserst geingfügig ist.

Bei grösserem Dampfgehalt der Luft bilden sich die zierlichen echsstrahligen Schneesterne, welche bisweilen, wenn die Temperatur icht allzu niedrig ist, sich zu Schneeflocken durch Zusammenfrieren erbinden. Unter —23° kommen solche Schneeflocken nicht vor, weil ie Schneesternchen dann trocken sind und nicht aneinander haften.

Die Schneesternchen (Fig. 196) sind regelmässig längs der Achse er Strahlen mit kapillaren Hohlräumen versehen, die ausser Luft bisveilen Wasser (auch bei —8° C. nach G. Nordenskiöld) einschliessen.

Die Schneeflocken können einen bedeutenden Durchmesser (3 bis l cm) erreichen. Ihre Fallgeschwindigkeit beträgt nach Maille bei 1 cm Durchmesser 0,8 m, bei 3—4 cm Durchmesser nur 0,25—0,35 m pr. Sek. Dies hängt damit zusammen, dass in den grossen Schneeflocken viel Luft zwischen dem Netzwerk der Strahlen mitgeschleppt wird.

Der meiste Schnee fällt in Mitteleuropa bei Temperaturen um 0°

herum. Obgleich ein Fall beobachtet worden ist (im oberen Engad am 9. Juni 1829), dass Schnee bei einer Temperatur von + 10,9° fiel, kann man behaupten, dass Schneefälle nur in äusserst seltenen Au nahmefällen bei Lufttemperaturen oberhalb 3° vorkommen. Sie könn dagegen bis zu Temperaturen von unter — 40° C. beobachtet werde wenn sie auch unter solchen Umständen sehr wenig ergiebig sind.

Wegen der Verästelungen der Schneeflocken legt sich die Schne decke sehr locker. Die Menge des gefallenen Schnees wird als Höh der Wassermenge angegeben, welche beim Auftauen der Schneemass entstehen würde. Die Höhe des frisch gefallenen Schnees ist im Mitt





Figg. 196 und 197. Schneekrystalle.

etwa 10 mal grösser als diese Wasserhöhe. Diese Zahl kann zwischen sehr weiten Grenzen schwanken (7—30). Alter Schnee, der zusammengesintert ist, liegt viel dichter. So ist die obengenannte Zahl („spezifische Schneehöhe") des 1 Monat alten Schnees im Gebirge etwa 3, des 6—9 Monate alten und des Firnschnees etwa 2. Sie sinkt zuletzt für die Gletscher auf 1,1—1,15.

Starker Wind kann auch den frischgefallenen Schnee bedeutend zusammendrücken.

Ganz anders wie der aus dünnen Ästchen bestehende Schnee verhält sich der Graupel, welcher aus runden, schneeweissen Körnern besteht, deren Undurchsichtigkeit auf einer grossen Menge von Luftbläschen beruht. Die Einzelkörner, welche einen Durchmesser von 1 bis 3

elten 5 mm besitzen, sind wegen der Luftbläschen bröckelig und können wischen den Nägeln leicht zerquetscht werden. Die Luftbläschen deuten arauf hin, dass die Graupelkörner aus zusammengesinterten Eiskrystallen der aus Regentröpfchen entstanden, welche schnell gefroren sind, wobei ie absorbierten Gase als Bläschen ausgeschieden wurden.

Von besonderem Interesse sind die Hagelkörner, welche bisweilen rosse Schäden anrichten, besonders sind einige Länder vorzugsweise von nnen heimgesucht — unter anderen Steiermark und Kärnthen. Sie bestehen aus einem graupelkornähnlichen Kern, um welchen konzentrische Eisschichten von verschiedener Beschaffenheit gelagert sind. Die Hagelwetter sind eine spezielle Form von Gewittererscheinungen, weshalb wir päter auf dieselben zurückkommen werden.

Die Grösse der Niederschlagsmenge. Zur Messung des Niederschlags stellt man einen Blechtrichter auf, der oben in einem niederen cylinrischen Ring von gemessenem kreisförmigem Durchschnitt endet. Unter lem Trichter steht ein Auffangegefäss, gewöhnlich ein graduierter Glasylinder. Dieser Apparat, Regenmesser oder Pluviometer genannt, wird mit seinem Ring ganz horizontal auf einer von Gebäuden, Mauern, Bäumen und anderen in die Höhe ragenden Gegenständen ziemlich ntfernten Stelle, sodass der Niederschlag nicht von diesen Gegenständen ufgefangen werden kann, in einer Höhe von 1 bis 1,5 m über dem Boden aufgestellt. Man verlangt auch, dass der Regenmesser eine gegen heftige Winde geschützte Lage besitzt.

Man fand schon früh, dass die von dem Regenmesser aufgesammelte Regen- und noch mehr die Schneemenge um so geringer wird, e höher der Regenmesser aufgestellt ist. So fiel in dem Garten von Heberden, der diese Eigentümlichkeit zuerst wahrnahm, in einem Jahre (1766—1767) 574 mm, auf dem Dache seines Hauses 461 mm und auf dem Dachfirst des nahegelegenen Westmünsters Abbey nur 307 mm. Diese Beobachtung wurde an verschiedenen Stellen mit gleichem Ergebnis wiederholt.

Diese Zunahme der Regenmenge gegen den Boden hin, welche man zuerst einer Kondensation von Wasserdampf auf den fallenden Regentropfen zuschrieb (Dove), ist nur scheinbar. Über dem Regenmesser bildet sich zufolge seines Widerstandes gegen die Luftbewegung ein Wirbel, um welchen herum die Windgeschwindigkeit vergrössert wird. Auf diese Weise werden die leichten Regentropfen und noch mehr die Schneeflocken zum grossen Teil von dem heftigen Windzug um den Wirbel herum mitgerissen und verhindert, in den Regenmesser zu fallen.

Die Windgeschwindigkeit ist in der Nähe des Erdbodens geringer als i grösserer Höhe. Dadurch wird die eigentümlich erscheinende Thatsach erklärlich. Daher kommt auch die Forderung, dass der Regenmesser gege heftige Winde geschützt sein soll.

Die Heftigkeit der Regengüsse hängt von ungefähr denselben Um-ständen ab, wie die Grösse der Regentropfen. Sie beruht auf der Ge-schwindigkeit des Aufsteigens von feuchten Luftmengen. Starke Rege werden Platzregen genannt, sie fehlen bei uns im Winter und sind star auf den Sommer konzentriert (Juni—Aug. etwa 70 Proz.). Nach Riggen-bach sollte man als Platzregen nur solche Regen bezeichnen, die meh als 5 Minuten dauern und einen Niederschlag von wenigstens 0,33 mn pro Minute (im Mittel) bringen. Steigt diese Ziffer über 1,67 mm be wenigstens 30 Minuten Dauer, so spricht man von Wolkenbruch.

Die heftigen Regen sind meist mit Gewittern verbunden (zu Paw-lowsk 60 Proz.).

Die grösste Tagesmenge eines Regens ist bei Cherrapundji in de Khasibergen zu Assam am 14. Juni 1876 mit 1036 mm beobachtet worden Danach kommen Crohamhurst, 1480 m, 26° 50′ s. Br., 152° 9′ E. L. i Queensland, Ostküste von Australien, mit 907 mm am 2. Febr. 189 (1963 mm 31. Jan.—3. Febr.) und Tanabe, Japan, mit 902 mm an 19. Aug. 1889. Fünf andere Fälle von über 500 mm Niederschlag i 24 Stunden sind bekannt, darunter 25. Okt. 1822 bei Genua 812 mm Alexandria, Louisiana 15. Juni 1886 544 mm und Honkong 30. Mai 188 521 mm (in den Tagen 29.—30. Mai fielen 886 mm in 36 Stunden).

Die grössten Niederschlagsmengen in 24 Stunden in Mitteleurop sind: Neuwiese im Riesengebirge 29. Juli 1897 345 mm (Höhe 780 m 50° 49′ n. Br., 15° 0′ E. L.), Schneekoppe im Riesengebirge 30. Juli 189 239 mm, Buchenberg, südlich von Wernigerode im Harz, 22. Juli 188 238 mm, Reichenhall und Alt-Aussee 242 mm, Langbathsee 255 mm Mühlau bei Admont 287 mm, alle am 12. Sept. 1899. Trentschin (Un-garn) wies am 7 Juni 1873 267 mm Regen auf, Joyeuse, Dep. Ardèch in den Cevennen 9. Okt. 1827 792 mm in 22 Stunden, Molitg-les-Bains Pyrénées-Orientales, 20. März 1868 313 mm in anderthalb Stunden Perpignan und Montpellier 11. Okt. 1862 233 mm in 7 Stunden. Die höchst Ziffer für Grossbritannien ist Ben Nevis 6. Febr. 1894 169 mm, 2. Okt. 9^h p bis 3. Okt. 9^h *a* 1890 205 mm, für das europäische Russland, Gouv. Kherso 22. Okt. 1885 160 mm.

Die ergiebigsten dieser Tagesregen rührten von grossen Luftwirbel her. Sie stehen in Bezug auf Heftigkeit, welche durch die Niederschlags-

höhe pro Minute gemessen wird, vielen Regengüssen von kurzer Dauer nach, bei welchen bisweilen 5, ja sogar 10 mm Regen pro Minute (Rumänien, 45° 10′ n. Br., 24° 41′ E. L. 7. Juli 1889) gefallen sind. Besonders in Amerika kommen solche heftige Regengüsse nicht selten vor. Diese schweren Regengüsse sind häufig rein lokaler Natur und treten über der stark erhitzten Niederung am Nachmittag der heissen Sommertage auf. Dagegen sind die tagelangen ergiebigen Regen meist in den Gebirgsgegenden anzutreffen, wie die vorhin gegebenen Beispiele zeigen, und sie ergiessen sich über grosse Flächen.

Die Menge flüssigen Wassers in einer Wolke ist zuerst von den Brüdern Schlagintweit bestimmt worden. Man saugte dabei eine bestimmte Menge Wolkenluft durch ein chemisches Hygrometer und korrigierte den so gefundenen Wert für den Dampfgehalt, der unter Annahme von Sättigung ermittelt wurde. Diese Methode giebt zu niedrige Werte, weil die Wassertröpfchen (nach F. Exner) an der Einsaugeröhre vorbei fliegen. Vermeidet man diesen Fehler, so erhält man höhere Werte. V. Konrad fand auf dem Schafberg bei Wien, dass in einem Nebel mit 30—40 Schritt Sehweite 3,0 g Wasser pro m^3 enthalten waren. Sank die Sehweite auf 26 Schritt, so war die Wassermenge 4,4 g pro m^3. Man kann wohl daher annehmen, dass in einer dichten Cumuluswolke höchstens 10 g Wassertropfen pro m^3 vorhanden sind. Diese Zahl dürfte vielleicht in den Tropen überschritten werden, wogegen sie ohne Zweifel für höhere Breiten viel zu gross ist. Wenn die Tröpfchen, wie oben angenommen wurde, einen Durchmesser von 0,02 mm besitzen, so enthält 1 m^3 Wolke von 4,4 g Wassergehalt 1050 Millionen solche Tröpfchen, deren gegenseitige Entfernung demnach etwa 1 mm ist, d. h. 50 mal den Durchmesser übersteigt.

Aus diesen Messungen geht hervor, dass auch eine 5 km mächtige Wolkenbank von der grössten oben angenommenen Dichtigkeit nicht mehr als 50 mm Niederschlag geben könnte. Die ergiebigsten Regengüsse müssen demnach von lange andauernden aufsteigenden Bewegungen feuchter Luftmassen herrühren.

Solche aufsteigende Bewegungen von grossem Umfang sind in den äquatorialen Gegenden beständig, wo sich deshalb ausserordentlich intensive Regen zeigen. Ferner kommen starke aufsteigende Luftbewegungen in Gebirgen vor. Dieselben zeichnen sich auch durch starken Niederschlag aus, und detaillierte Karten über die Regenmenge haben deshalb grosse Ähnlichkeit mit Höhenkarten. Die Regenmenge steigt im allgemeinen mit der Meereshöhe, aber nur bis zu einer be-

stimmten Grenze, wo wegen der stark abnehmenden Temperatur auc der Niederschlag abzunehmen anfängt. Das Maximum fällt im Hima laya auf etwa 1300 m Höhe, in den Bergen von Java auf 1000 m un in dem englisch-indischen Seedistrikt auf nur 500 m Höhe.

Falls die Gebirgskette eine sehr hohe Temperatur, verglichen mi den vorbeistreichenden Luftmassen, besitzt, kann sie ihnen so vie Wärme abgeben, dass sie den Thaupunkt nicht erreichen. Der Rege bleibt in solchen Fällen aus, wovon Spanien und Algerien Beispiel darbieten.

Etwas Ähnlichkeit mit den Gebirgen zeigen die Küstenzonen. Di Winde vom Meere werden daselbst durch Reibung aufgestaut und gebe ihre Feuchtigkeit ab. In beiden Fällen hängt sehr viel von der Richtun des Windes ab. So z. B. gilt, was oben von den Bergen gesagt wurd nur von der Windseite. Auf der Leeseite herrscht dagegen Trockenheit

Dieser Unterschied ist im Winter, bei dem niedrigen Gang de Wolken, viel grösser als im Sommer.

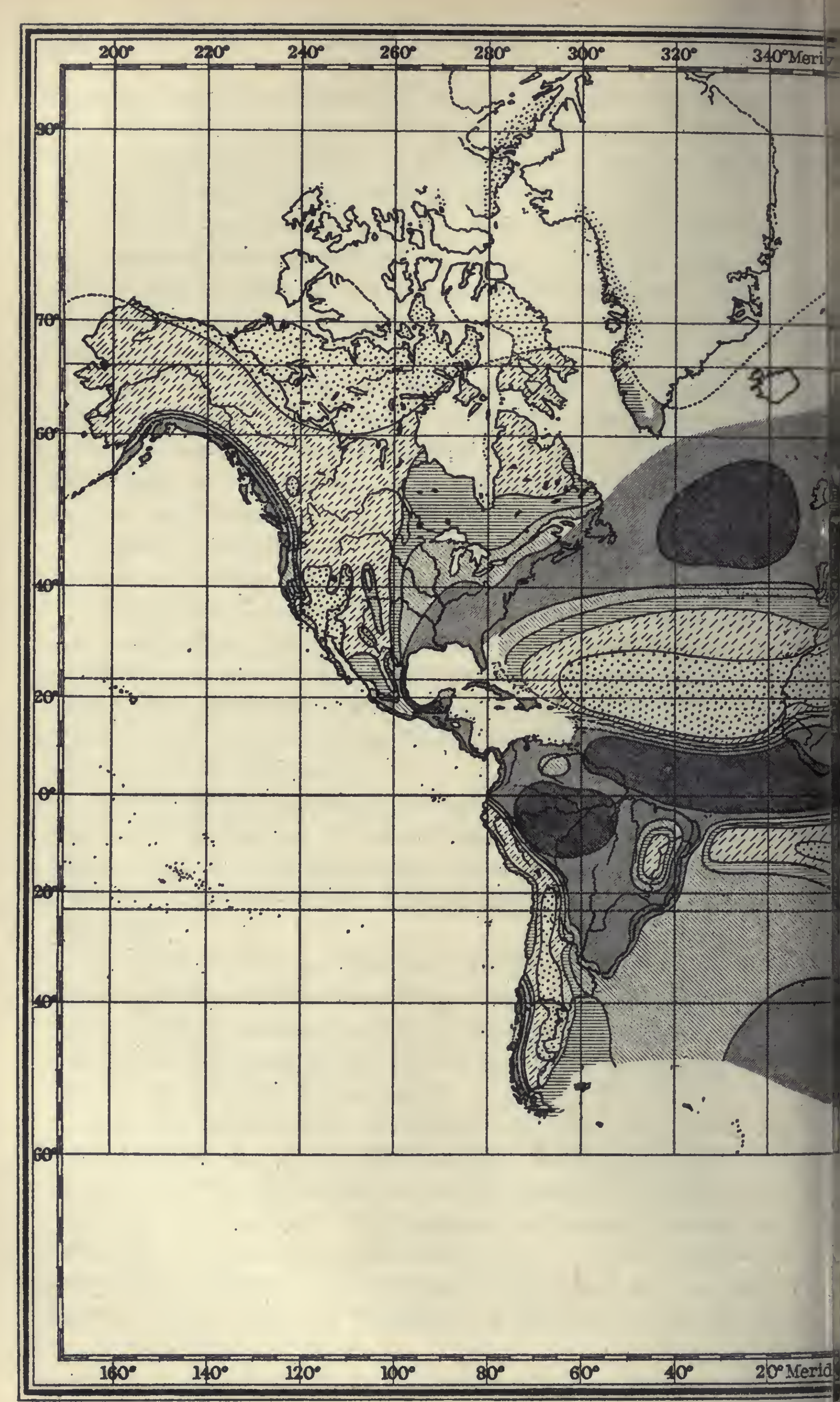
Die grossen Luftwirbel bieten einen anderen Fall von langdauern den aufsteigenden Luftströmen. Dieselben führen auch Regen mit. Di Gegenden, wo diese Cyklone ihre grossen Zugstrassen haben, weiser deshalb grosse Niederschlagsmengen auf. Dies ist z. B. der Fall für di britische und die norwegische Westküste, sowie für das Gebiet de grossen Seen in Nordamerika.

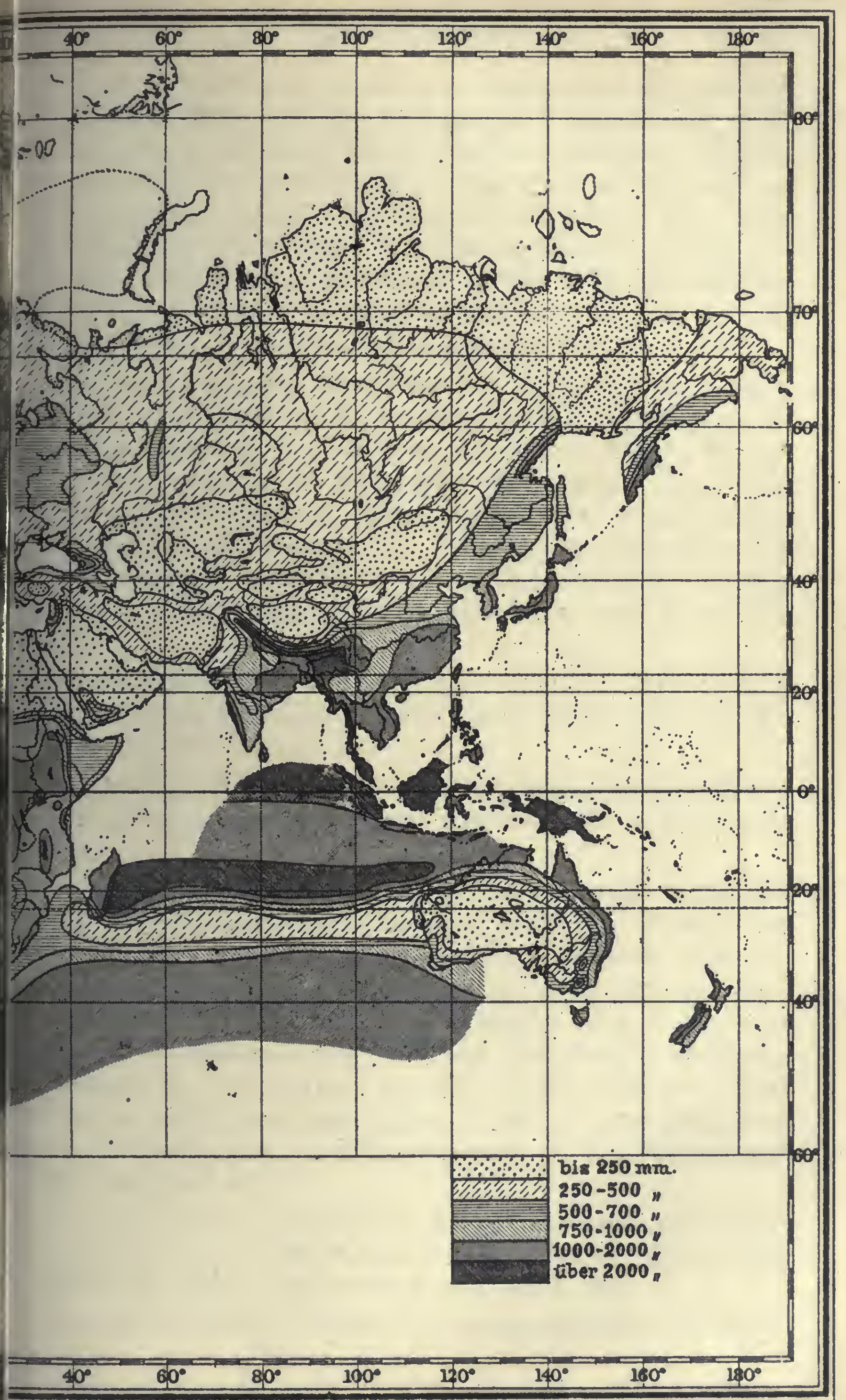
Die von Süden kommenden Winde führen im allgemeinen weger ihrer hohen Temperatur und damit folgender Feuchtigkeit Regen mit Dagegen sind die Nordwinde durch Kälte und Mangel an Regen ausgezeichnet. Dies gilt für den Nordteil der Erde; für den Südteil ist e umgekehrt.

Im Winter fliesst der Wind vom Kontinent zum Meer, im Sommer umgekehrt. Die erstgenannten Winde steigen herab, die zweitgenannten hinauf. Deshalb besitzen die grossen Kontinente im Sommer im allgemeinen eine Regenzeit, im Winter eine trockne Zeit. Dies ist z. B. der Fall für das indische Monsunengebiet.

Die Verteilung des Niederschlages auf der Erde. Zahlreiche Beispiele der oben angeführten Sätze findet man in den Karten, welche die Niederschlagsmenge in den verschiedenen Weltteilen angeben (Tafel II). Die grössten Regenmengen in Europa kommen an der Nordwestküste Englands (Cumberland) vor, wo am Styehead-Pass (490 m Höhe) 4310 mm, zu Seathwaite (129 m) 3430 mm pro Jahr beobachtet wurden. Auch die Westküste von Schottland zeigt hohe Werte,




200°
220°
240°
260°
280°
300°
320°
340° Meri
80°
70°
60°
40°
20°
0°
20°
40°
60°
160°
140°
120°
100°
80°
60°
40°
20° Merid



Lith. Anst. Julius Klinkhardt, Leipzig

vie Ben Nevis (1343 m) 3800 mm und Glencoe (160 m) 3240 mm. Diese Stellen, ebenso wie die norwegischen Küstenstationen (Florö, 940 mm, Bergen 1850 mm) erhalten ihren Niederschlag vom Golfstrom. Noch grössere Regenmengen fallen in einigen Teilen Südeuropas, wie u Crkvice (hinter Cattaro) 4360 mm; auf der Südseite des Krainer Schneebergs (Henneburg) fallen noch 3190 mm jährlich. In dem porugiesischen Gebirge (Serra da Estrella) hat man 2970 mm beobachtet. n Mitteleuropa wechselt die Niederschlagsmenge zwischen 500 und 000 mm jährlich (Gebirgsgegenden ausgenommen).

Die grösste beobachtete Regenmenge kommt Cherrapundji in Assam nit 11790 mm zu (1250 m). In der nächstliegenden Niederung erreicht ie Niederschlagsmenge nicht mehr als den vierten Teil dieses Betrages 54 Proz. der Regenmenge zu Cherrapundji fällt im Sommer, Juni—Aug., ur 1,2 Proz. im Nov.—Febr.). Grosse Regenmengen (5000—7000 mm) eigen auch andere Stationen im indischen Monsunengebiete und n der Westküste Hinterindiens. Auch das ostindische Archipel veisst grosse Regenmengen auf (z. B. Batavia 4350 mm), ebenso Neu-Guinea.

Die zweitgrösste Regenmenge auf der Erde ist am Südwestfuss des Kamerun Piks mit 9460 mm beobachtet worden. Sierra Leone und Kamerun haben 4300 und 4160 mm.

Die Inseln im Stillen Ocean besitzen auch reichlichen Niederschlag, vie die Fidschiinseln (Quara Walu) 6280 mm, Samoa (Utu mapu) 430 mm.

Andererseits giebt es Gegenden, wo Regen äusserst selten sind, bgleich sie wohl nirgendswo vollkommen ausbleiben. Diese Gegenlen sind durch Wüstennatur charakterisiert. Daselbst beobachtet nan nicht selten, dass Regen fällt, bisweilen unter Gewittererscheiungen, in der trockenen Luft aber verdunstet, bevor er den Boden rreicht. In dem Polargebiet giebt es manche Gegenden, wo die Niederchlagsmenge nur 100—200 mm pro Jahr erreicht. Trotzdem können ie nicht als trocken bezeichnet werden, da zufolge der niederen Temeratur die Verdunstung im selben Maassstab wie die Niederschlagsnenge herabgesetzt ist.

Der meiste Regen stammt vom Ocean. Ebensoviel Niederschlag nuss von diesem zum Festland transportiert werden, wie Wasser durch lie Flüsse zum Ocean zurückbefördert wird (vgl. S. 429).

John Murray hat versucht, den mittleren Regenfall für die ver-

schiedenen Breiten zu schätzen. Er kam zu folgenden Ziffern (in cm pro Jahr):

N. 80 70 60 50 40 30 20 10 Äq. 10 20 30 40 50 60 70 S
38 40 59 **61** *59* 73 102 **212** 203 132 *71* 75 **113** 112 107

Die Ziffern gelten für das Festland. Im allgemeinen ist die südliche Halbkugel die niederschlagsreichere, besonders bei Breiten über 30°. Südlich von 30° s. Br. fehlen auch die grossen trockenen Kontinentalflächen.

Wie der Mittelwert des Luftdruckes und der Temperatur, so schwankt auch die jährliche Regenmenge von Jahr zu Jahr, und zwar in sehr hohem Grade. So z. B. schwankte die Regenmenge für die zwölf Jahre 1881—1892 in Luzern zwischen 1012 (1884) und 1453 mm (1882), um den Mittelwert 1191 mm. In Basel war die gleichzeitige Schwankung zwischen 563 (1884) und 979 mm (1882) um das Mittel 783 mm.

Wie aus diesen Ziffern ersichtlich, ist eine sehr grosse Anzahl von Beobachtungsjahren nötig, um einen einigermaassen richtigen Mittelwert zu erhalten. Das erwähnte Beispiel zeigt auch, dass die beiden Stationen Basel und Luzern, die um 76 km voneinander entfernt sind und einen Höhenunterschied von 180 m haben, dieselben Extremjahre des Niederschlages besitzen. Im Jahre 1882 lag die Niederschlagsmenge zu Luzern 22 Proz., diejenige zu Basel 25 Proz. über dem Mittel. Im Jahre 1884 war das Regendefizit für Luzern 15 Proz., für Basel 28 Proz. In der That durchlaufen grössere Landstrecken gleichzeitig Abweichungen im gleichen Sinne und von nahezu derselben Grössenordnung (in Prozent vom Mittel). Falls man also für einen Ort nur die Regenmenge während einer geringen Anzahl von Jahren kennt, kann man die mittlere jährliche Regenmenge dieses Ortes mit recht grosser Annäherung so berechnen, dass man annimmt, die prozentische Abweichung vom Mittelwert sei daselbst während der Beobachtungszeit dieselbe gewesen wie in der nächstliegenden meteorologischen Station, für welche durch eine längere Reihe von Beobachtungsjahren der Mittelwert genügend genau festgestellt ist. In derselben Weise kann man fehlende Jahrgänge der Regenmessungen durch Umrechnung aus den Daten einer nahegelegenen Station vervollständigen.

Häufig sind ältere und neuere Jahrgänge von derselben Station nicht miteinander vergleichbar. Dies kann von Veränderungen des Regenmessers oder seiner Aufstellung, schlecht graduierten Messgläsern u. s. w. herrühren. Auf diesen Umstand hat man Acht zu geben bei Berechnungen über Klimaänderungen und anderen ähnlichen Unter-

suchungen. Als Beispiel möge angeführt werden, dass die Regenmenge zu Padua in den 90 Jahren, 1725—1814, 909 mm, in den 81 Jahren, 1815—1895, dagegen 800 mm pro Jahr betrug. Man hat allen Anlass, anzunehmen, dass diese Veränderung nur scheinbar gewesen ist.

Tägliche und jährliche Periode der Regenmenge. Der tägliche Gang der Regenmenge ist sehr kompliziert. Dies beruht darauf, dass er an vielen Orten im Winter anders ist als im Sommer, ebenso wie die Bewölkung zu verschiedenen Jahreszeiten verschieden ist. Am einfachsten verhalten sich der Ocean und die Küstenstationen (vgl. unten Valentia), bei welchen keine heftigen aufsteigenden Luftbewegungen mit starken Kondensationen vorkommen. Das Maximum liegt dort kurz nach Mitternacht, das Minimum kurz nach Mittag. Denselben Gang haben im Winter viele Stationen, wie z. B. Paris. Im Sommer dagegen fällt das Maximum für die meisten kontinentalen Stationen sehr deutlich auf den Nachmittag, weil dann die Cumulus-Regen vorherrschen (vgl. Prag und Batavia Sommermonate). Für das ganze Jahr hat man häufig und speziell in Mitteleuropa zwei Maxima, wovon jedoch meistens das Nachmittagsmaximum überwiegt, und zwei Minima. Beispiele giebt folgende Tabelle.

Tägliche Periode des Niederschlages (in Tausendteilen der Tagessumme)

VM.	2	4	6	8	10	12	2	4	6	8	10	0 NM.
Wien	**90**	70	*58*	73	78	63	96	**155**	98	81	73	*64*
Prag Dez.-Febr. .	*67*	68	**87**	82	*67*	81	106	**120**	74	89	75	83
Juni-Aug. .	61	57	*54*	61	65	73	81	110	**133**	104	111	90
Batavia Dez.-Febr.	**112**	92	90	78	72	*69*	83	79	**87**	75	*66*	97
März-Sept.	70	35	32	*28*	38	44	104	164	**168**	143	88	86
Offener Ocean . .	**97**	88	87	86	84	82	77	*71*	75	84	85	84
Valentia	88	**93**	**93**	90	84	76	*74*	75	80	82	82	83
Tokio	90	**92**	91	81	84	78	*74*	86	**86**	83	78	*77*
Pawlowsk	76	*71*	**86**	79	*70*	76	92	**109**	95	89	79	78
Berlin	*76*	**83**	74	69	*62*	68	85	105	104	**113**	83	78
Washington . . .	*63*	75	73	76	79	86	86	**105**	88	100	99	70
Calcutta	50	71	65	**71**	*58*	92	111	116	120	**128**	73	*45*

Eigentümlicherweise zeigen einige Stationen mit ausgesprochen kontinentaler Lage, wie Irkutsk und Tiflis, sowie auch Mailand einen Gang ähnlich dem der Küstenstationen mit einem einzigen stark ausgeprägten Maximum kurz nach Mitternacht. Das Minimum fällt kurz nach Mittag, für Mailand schon zwischen 6—8 Uhr morgens. Dieser Gang zeigt, dass auch in diesen Fällen wie auf dem Meer die nächtliche

Abkühlung unvergleichlich mehr zur Niederschlagsbildung beiträgt, als die aufsteigende Bewegung der Luft am Tage.

Die jährliche Periode des Niederschlags. In dem Äquatorialgebiet tritt zweimal jährlich, wenn die Sonne im Zenith steht, ein Maximum der aufsteigenden Luftbewegung und damit der Regenmenge ein. Im Grenzgebiet der Tropen und subtropischen Zonen zieht sich die Regenzeit auf eine einzige Jahreszeit, vier Sommermonate, zusammen, die ganze übrige Zeit ist trocken. In dem Subtropengürtel zeigt sich häufig ein Minimum des Regens im Sommer, wenn die herabsteigenden Luftströme der Rossbreiten sich bis dahin erstrecken. Diese Stellen haben deshalb Winterregen. Sie sind auf die Westseite der Kontinente beschränkt, auf der Ostseite herrschen die Sommerregen der Monsune (z. B. Bombay). Das Mittelmeergebiet gehört zum Typus der Winterregen (Beispiel Jerusalem). In mehr gemässigten Breiten, wie in Europa nördlich der Alpen, treten wiederum die Sommerregen auf; die Kondensation im Winter ist zu unbedeutend, um sich geltend zu machen. Die Küstenregionen machen hier eine Ausnahme. Wegen der Nähe des Meeres, das im Frühling kalt ist, im Herbst dagegen stark erwärmt, wird der Frühling trocken, der Herbst und Anfang des Winters regenreich. Dies trifft für Nordwesteuropa und, obgleich weniger ausgeprägt, für die nordamerikanische Atlantenküste zu. Folgende Beispiele mögen angeführt werden. Die Ziffern geben Tausendstel der jährlichen Niederschlagsmenge an.

	Breite	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Südafrika . .	6° S.	86	*80*	123	**195**	91	10	*7*	17	37	61	**188**	105
Mexiko . . .	19,4° N.	*7*	9	26	26	85	174	180	**207**	179	79	20	8
Jerusalem . .	31,7° N.	203	**230**	176	63	7	0	*0*	0	4	23	84	210
Mittel-Europa	50° N.	57	*56*	68	71	92	115	**121**	117	82	75	74	72
Moskau . .	55° N.	51	*40*	55	69	91	100	131	**146**	98	67	77	75
Nordasien . .	55° N.	20	*17*	18	35	75	133	**235**	215	122	58	40	32
Brest . . .	48,5° N.	102	91	69	66	*59*	62	64	66	95	110	**116**	100
N.W.-Europa	60° N.	100	80	72	*56*	58	64	70	80	102	**110**	102	106
Bombay . .	19° N.	2	1	*0*	0	5	263	**342**	201	146	33	6	1
N.-Amer. E.Küste	40° N.	84	77	85	*70*	80	81	**96**	87	84	91	86	79
Mailand . .	45,4° N.	54	*50*	83	**100**	95	88	*57*	77	97	**115**	112	72

Mailand zeigt eine Übergangsform zwischen dem Mittelmeer-Typus und dem Typus des europäischen Kontinents.

Die Winterniederschläge nehmen im Gebirge mit der Höhe zu, so dass in höheren Lagen im Winter mehr Regen fällt wie im Sommer. Dies gilt auch in Mittel-Europa (z. B. Klausthal im Harz, 590 m Höhe 52 Proz. Niederschlag im Winter).

IX. Die Winde.

Richtung und Stärke der Winde. Die Windrichtung wird nach der Weltgegend bezeichnet, von der der Wind zum Beobachter strömt.

Die Windrichtung wird von der Windfahne angegeben, welche, um gute Resultate zu geben, sich um ihren Schwerpunkt drehen muss. Ihre Achse, die genau vertikal stehen muss, ist häufig in ein darunterliegendes Zimmer verlängert, wo ein Zeiger auf einer Scheibe die Windrichtung zeigt. Offenbar kann diese Achse leicht mit einer Vorrichtung zur Registrierung der Windrichtung verbunden werden. Die Windfahne muss auf einem frei gelegenen Platze aufgestellt sein.

Auf der See wird die Windrichtung, welche durch die Eigenbewegung des Schiffes nicht direkt auf der Windfahne abgelesen werden kann, durch Korrektion für diese Bewegung berichtigt. Die Korrektion wird ganz einfach so ausgeführt, dass zu der scheinbaren Windgeschwindigkeit, deren Richtung angegeben ist, die Geschwindigkeit der Bewegung des Schiffes nach dem Gesetz des Kraftparallelogrammes hinzugefügt wird. Ist also die auf der Windfahne abgelesene scheinbare Windgeschwindigkeit durch die Länge von OW (Fig. 198) und ihre Richtung diejenige von O nach W, und stellt in ebenderselben Weise OS die Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung des Schiffes dar, so giebt die Resultante OR dieser beiden Komponenten OW und OS die wirkliche Windgeschwindigkeit und Windrichtung an.

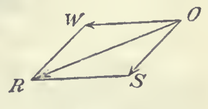


Fig. 198.

Die Windgeschwindigkeit kann teils direkt mit dem Robinsonschen Schalen-Anemometer, teils indirekt durch ihre Druckwirkung gemessen werden.

Das Robinsonsche Anemometer besteht aus einem horizontalen, an einer vertikalen Achse AB befestigten Kreuz, an dessen vier Armen hohle Halbkugeln angebracht sind, wie Fig. 199 andeutet. Der Wind

drückt immer stärker auf die konkave als auf die konvexe Fläche de Schale. Die Schalen drehen sich deshalb immer in derselben Rich tung mit der konvexen Seite voran. Die Geschwindigkeit der Schale ist geringer als die Windgeschwindigkeit und zwar etwa 2,5 bis 3 mal je nach den Umständen. Dieser Korrektionsfaktor des Anemometer wird in bestimmten Central-Anstalten (z. B. in der Seewarte zu Ham burg) in der Weise bestimmt, dass das Anemometer an einem lange

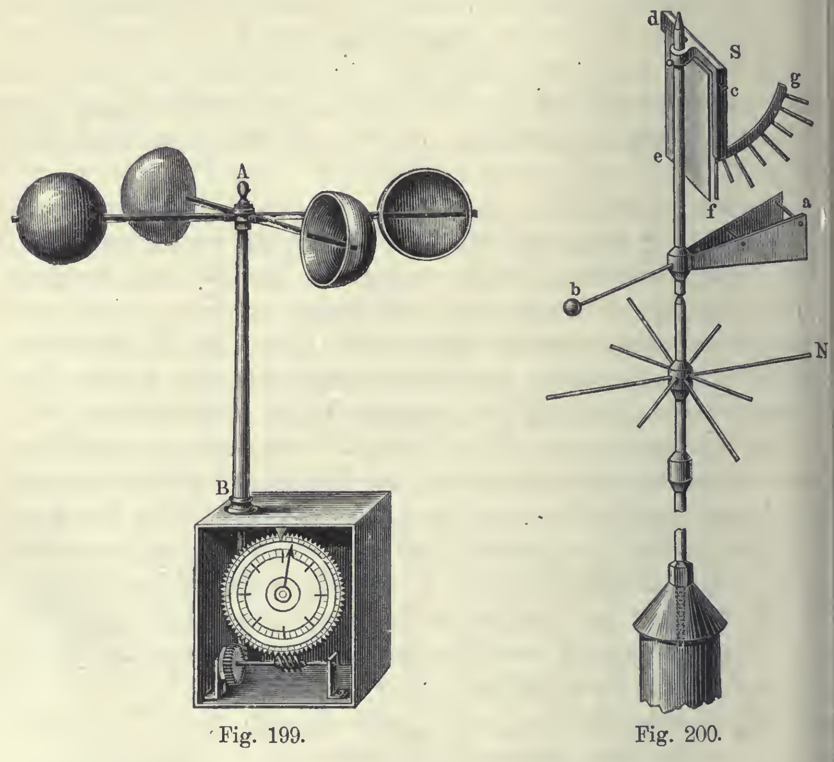


Fig. 199. Fig. 200.

Arm befestigt wird, der dann mit verschiedenen bestimmten Geschwindigkeiten gedreht wird. Der Korrektionsfaktor ist im allgemeinen etwas mit der Windgeschwindigkeit veränderlich. Unter einer bestimmten Windgeschwindigkeit dreht sich das Anemometer überhaupt nicht. Die Anemometer haben häufig den Fehler, dass sie zu schwer und daher zu träg sind. Man konstruiert sie deshalb jetzt häufig in kleineren Dimensionen. Es gelang Langley mit Hilfe solcher äusserst leichter Anemometer zu beweisen, dass der Wind in der Nähe der Erdoberfläche gewöhnlich nicht stetig ist, sondern aus einer Unmasse

von kleinen Windstössen (die vielleicht von Wirbelbewegungen herrühren) zusammengesetzt ist.

Die Achse des Anemometers ist mit einem Zählerwerk verbunden, welches die vom Winde in einer bestimmten Zeit durchlaufene Strecke angiebt.

Eine andere Methode die Windstärke zu messen besteht darin, dass man eine leichte, um eine horizontale Achse drehbare Platte *c d e f* (Fig. 200) dem Anlaufe des Windes aussetzt. Damit die Drehungsachse der Platte immer auf der Windrichtung senkrecht steht, ist sie an einer Windfahnenstange senkrecht zur Fahnenrichtung *a b* befestigt. Diese Platte kann entweder durch Drehung um die Achse *c d* gehoben werden, wobei der Winddruck aus dem Ausschlagswinkel auf einer Skala bei *g* gemessen wird, oder die Platte drückt gegen eine Feder, wobei der Druck direkt aus der Deformation der Feder abgelesen wird. Diese Platten sind ziemlich unpraktisch, indem die für schwache Winde eingerichteten durch ihre Empfindlichkeit zur Messung starker Winde nicht taugen. Man muss deshalb mit zwei oder mehreren solchen Platten-Anemometern ausgerüstet sein.

Das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Winddruck ist von Langley u. a. experimentell untersucht worden. Er prüfte ein Platten-Anemometer in ungefähr derselben Weise wie oben die Prüfung der Robinsonschen Anemometer angegeben ist. Er fand, dass für eine vertikale Platte, gegen welche der Wind senkrecht stiess, der Luftdruck P in g pro cm^2 bei 736 mm Druck und $+10^0$ C. der Formel gehorcht:

$$P = 0{,}00870\, V^2,$$

wo V die Windgeschwindigkeit in m pro Sek. bedeutet. Bei einer Windgeschwindigkeit von beispielsweise 10 m pro Sek. war der Druck 0,88 (ber. 0,87) g pro cm^2. V wurde zwischen 5 und 30 m pro Sek. variiert.

War die Windrichtung nicht senkrecht zur Platte, sondern bildete sie damit einen Winkel α, so zeigte sich eine Formel von Duchemin:

$$P_\alpha : P_{90} = \frac{2 \sin \alpha}{1 + \sin^2 \alpha}$$

als sehr nahe richtig. P_α bedeutet den Druck senkrecht gegen die Platte von einem Winde, dessen Richtung den Winkel α mit der Platte bildet (vgl. die folgende Tabelle).

Als Beispiel mögen folgende Beobachtungen angeführt werden:

α	5	10	15	20	25	30	35	40	45
$P_\alpha : P_{90}$	0,15	0,30	0,46	0,60	0,71	0,78	0,84	0,89	0,93
„ ber.	0,17	0,34	0,49	0,61	0,72	0,80	0,86	0,91	0,94

Ein anderes Prinzip ist in neueren Zeiten zur Konstruktion vo Anemometern verwendet worden. Wenn der Wind gegen die Öffnun einer horizontalen Glasröhre bläst, die mit einem Flüssigkeitsmanomete verbunden ist, so wird die Manometerflüssigkeit hinaufgepresst. Di Steighöhe ist dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional. Mi solchen Vorrichtungen kann man die Windgeschwindigkeit in zwei auf einander senkrechte Komponente zerlegen.

Anstatt des Druckes des Windes kann man zur Verschiebung de Manometerflüssigkeit seine saugende Wirkung, wenn er an einer Öff- nung vorbeistreicht, ausnutzen. Auch in diesem Falle ist die Verschiebung dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional.

Auch ohne Anemometer kann man die Windgeschwindigkeit nacl ihren mechanischen Wirkungen schätzen. Auf dem Festland verwende man gewöhnlich eine sechsteilige Skala von 0 oder Windstille bis 6 ode Orkan gehend. Auf dem Meer, wo der Wind im allgemeinen kräftige ist und mehr gleichmässig als auf dem Festland weht, benutzt man ein zwölfteilige von Admiral Beaufort eingeführte Skala.

Nach einiger Übung begeht man bei der Schätzung der Windstärke nicht grössere Fehler als eine Einheit der Beaufortschen Skala.

Um eine Vorstellung von der Beaufortschen Skala zu er- halten, führen wir nach van Bebber folgende Tabelle an über die Be- zeichnungen der Windgeschwindigkeiten nach dieser konventionellen Skala und den Angaben der Anemometer. Die Schätzungen weichen recht stark von einander ab. Die Zahlen von Scott sind die höchsten. Sie sollen für die Verhältnisse auf dem Meer gelten, wo wegen der ge- ringen Reibung die Windstärke im Mittel bedeutend grösser ist als auf dem Lande. Auch sollen Scott und Chatterton die mit dem Ane- mometer gemessene Windstärke etwas überschätzt haben. Die Wind- geschwindigkeit ist in Metern pro Sek. angegeben.

Die ersten Zahlen von Köppen sind aus demselben Zahlenmaterial wie diejenigen von Scott abgeleitet, nur ist der Reduktionsfaktor des Anemometers etwas niedriger geschätzt. Die späteren Zahlen von Köppen sind Beobachtungen an den deutschen Küstenstationen, Borkum, Keitum, Swinemünde und Neufahrwasser entnommen. Unter Mittel stehen Mittel-

werte der Sprungschen und der beiden Köppenschen Berechnungen. Die nach Angot angegebenen Zahlen stellen das Resultat eines weit getriebenen Versuches zur Ausgleichung der empirischen Daten dar.

Beauforts Skala	Scott	Sprung	Köppen I	Köppen II	Chatterton	Angot	Mittel
0 Windstille	1,3	1,9	2,1	—	—	0—1	2,0
1 Leiser Zug	3,5	2,7	2,9	2,1	—	1—2	2,6
2 Leichter Wind	5,8	4,0	4,2	3,8	—	2—4	4,0
3 Schwacher Wind	8	5,4	5,3	5,4	5,2	4—6	5,4
4 Mässiger Wind	10,3	6,8	6,9	7,2	7,6	6—8	7,0
5 Frischer Wind	12,5	8,2	8,7	9,0	10,8	8—10	8,6
6 Starker Wind	15,2	9,8	10,7	11,6	12,5	10—12	10,7
7 Harter steifer Wind	18,6	10,7	12,7	13,3	15,8	12—14	12,2
8 Stürmischer Wind	21,5	12,4	14,5	15,8	18,6	14—16	14,2
9 Sturm	25,0	14,9	15,7	—	—	16—20	15,3
10 Starker Sturm	29,1	—	—	—	—	20—25	—
11 Heftiger harter Sturm	33,5	—	—	—	—	25—30	—
12 Orkan	40,2	—	—	—	—	über 30	—

Wenn man die Geschwindigkeit und Richtung des Windes in jedem Zeitabschnitt einer längeren Periode, z. B. Tag, Monat oder Jahr, kennt, ist es nicht schwer, die mittleren Zahlen für diese Periode zu berechnen. Das einfachste ist: man berechnet die nördliche und östliche Komponente jeder Windgeschwindigkeit, und nimmt das Mittel dieser Komponenten für die bestimmte Zeit, wobei südliche oder westliche Komponenten als negativ zu rechnen sind. Aus den beiden Mittelzahlen bildet man dann die Resultate. Es giebt auch Instrumente — z. B. der Wind-Integrator von v. Oettingen —, welche mechanisch diese Arbeit ausführen.

In derselben Weise verfährt man, wenn man beispielsweise die mittlere Richtung und Geschwindigkeit des Windes zu einer bestimmten Tagesstunde während eines Monats oder Jahres bestimmen will.

Eine andere, graphische Methode, die eigentlich auf dasselbe hinauskommt, ist folgende: man trägt von einem Ausgangspunkt (Origo) alle beobachteten Windgeschwindigkeiten in ihren Richtungen ab und nimmt die Resultante derselben nach dem Prinzip des Kräfteparallelogrammes (oder Kräftepolygons).

Die tägliche Veränderlichkeit des Windes. An den meisten Stellen ist es schwer, die tägliche Veränderlichkeit des Windes, unabhängig von lokalen Einflüssen, wie Land- und Meereswinden, Berg- und

Thalwinden, sowie von durch topographischen Umständen hervorgerufenen Störungen, zu beobachten. Wenn man eine feste Station im Meere weit vom Ufer besässe, so würde dieselbe eine günstige Gelegenheit zur Beobachtung dieser Veränderlichkeit darbieten.

Unter den vorhandenen Beobachtungsstationen ist in dieser Beziehung diejenige auf dem Eiffelturm am günstigsten gelegen. Sie liegt so hoch über den Häusermassen (gegen 300 m), dass dieselben und andere Unebenheiten des Bodens nicht störend einwirken. Die nebenstehende Figur 201 stellt die tägliche Veränderung des Windes daselbst dar.

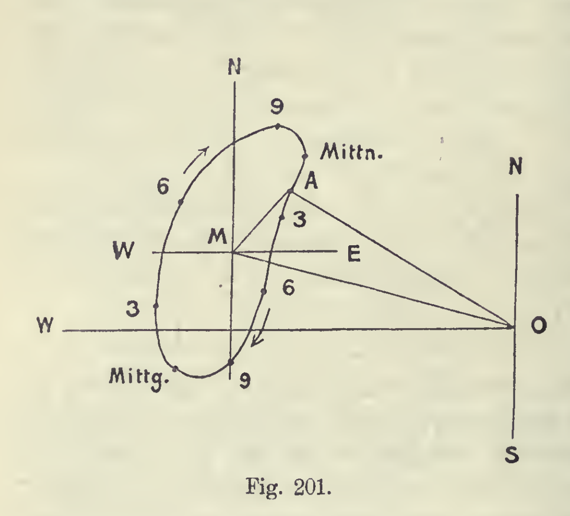


Fig. 201.

Die Windgeschwindigkeit ist durch eine Gerade vom Punkte O zu einem der betreffenden Stunde entsprechenden Punkte A dargestellt. Die Stunden sind durch nebengeschriebene Bezeichnungen gekennzeichnet. Die Linie OA stellt demnach die Windgeschwindigkeit um 1 Uhr 45 Minuten am Morgen dar. Die Windrichtung ist rein westlich um 7 Uhr 30 Minuten morgens und um 14 Uhr d. h. 2 Uhr nachmittags.

Die Windgeschwindigkeit kann als die Summe von zwei Komponenten dargestellt werden, einer OM, welche gleich der mittleren täglichen Geschwindigkeit ist und einer anderen MA, deren Endpunkt A im Laufe eines Tages eine geschlossene Kurve beschreibt. Das charakteristische ist, dass, auf der nördlichen Halbkugel, der Leitstrahl MA sich in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger bewegt, d h. sich mit der Sonne dreht.

Eine ähnliche Regelmässigkeit hat Hann für Madrid, Nukuss und Wien nachgewiesen. Dieselbe besteht auch für Gebirgsstationen, wie die Gipfel von Obir, Säntis, Pic du midi, Puy de Dome u. s. w. Als Beispiel möge nach Pernter folgende Tabelle der täglichen Periode der Windhäufigkeit (der Mittelwert ist gleich 100 gesetzt) auf dem Säntisgipfel dienen.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
5—7^h *a*	**44**	80	60	38	67	*202*	248	**61**
7—9	43	**82**	64	50	*60*	221	219	50
9—11	15	64	**82**	62	98	264	168	46
11—1^h *p*	*13*	44	63	**64**	**136**	312	*140*	28
1—3	16	*44*	56	42	126	**332**	156	*27*
3—5	28	56	*44*	42	86	282	221	40
5—7	34	65	50	*34*	82	230	**248**	59

Zu Blue Hill, in Frankreich (Departement Drôme) und zu Cordoba in Argentinien folgen die oberen Winde ebenfalls der Sonne. Im letzten Falle ist demnach die Drehungsrichtung umgekehrt wie diejenige des Uhrenzeigers, da Cordoba auf der südlichen Halbkugel gelegen ist.

Der Wolkenzug folgt einem ähnlichen Gang. Richter fand für die Grafschaft Glatz in Schlesien, dass im Sommer die unteren Wolken ihren Zug im Laufe des Tages von N über E und S nach W drehen. Dasselbe gilt für die Wolken von 1,5 bis 8,5 km Höhe zu Blue Hill nach folgender Tabelle.

Maximum der Häufigkeit des Wolkenzuges bei verschiedenen Richtungen

Richtung aus	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zeit des Maximums	11^h *p*	2^h *a*	5^h *a*	8^h *a*	11^h *a*	2^h *p*	5^h *p*	8^h *p*

Die Windgeschwindigkeit hat in der Nähe der Erdoberfläche ein Maximum etwa um 1^h *p*. In höheren Luftschichten ist der Gang nahezu umgekehrt mit einem Maximum kurz vor Mitternacht und einem Minimum im Laufe des Tages, wie nebenstehendes Diagramm (Fig. 202) zeigt, in welchem die voll ausgezogenen Linien die Tagesvariation der Windgeschwindigkeit beim Bureau météorologique in Paris (21 m über der Erdoberfläche), die punktierten Linien dagegen die entsprechende Grösse auf dem Eiffelturm (305 m über der Erdoberfläche) darstellen.

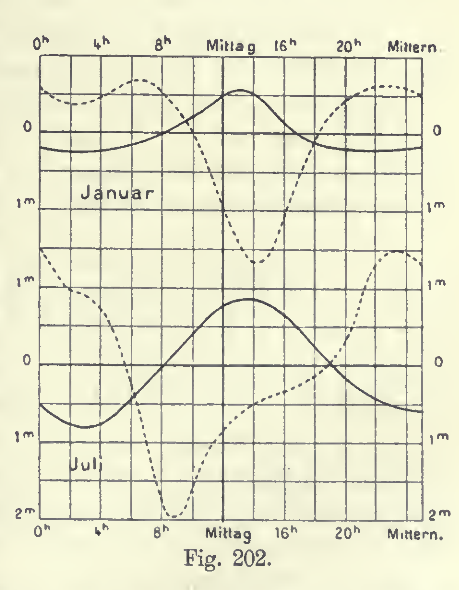


Fig. 202.

In der Nähe der Erdoberfläche ist die Tagesvariation im Sommer

etwa doppelt so gross wie im Winter. In höheren Luftschichten ist die Amplitude am grössten bei den Äquinoctien, am geringsten im Winter.

Diese Unterschiede lassen sich durch die grosse Ruhe der Luft nahe der Erdoberfläche in den Nachtstunden erklären, welche durch den relativ stabilen Zustand der Temperaturumkehr in dieser Zeit hervorgerufen wird. Besonders stark tritt dies im Winter hervor. Die Ursache der Luftbewegungen an der Erdoberfläche ist in der Sonnenwirkung zu suchen, wodurch die niederen Luftschichten mit den höheren, die durch eine grosse Windgeschwindigkeit gekennzeichnet sind, vermischt werden. Demzufolge hat der Wind höherer Luftschichten (um 300 m) am Tag ein Minimum, derjenige niederer Luftschichten kurz nach dem Mittag ein Maximum der Geschwindigkeit.

Dass das Minimum in höheren Schichten im Sommer schon um 10^h *a* und nicht wie im Winter erst kurz nach Mittag (2^h *p*) eintrifft, beruht darauf, dass die starke Sonnenwirkung im Sommer selbst eine Zunahme der Windgeschwindigkeit an der Erdoberfläche kurz nach Mittag hervorruft.

Der tägliche Gang beim Bureau méteorologique entspricht demjenigen auf anderen Stationen, ausser den auf Berggipfeln gelegenen. Diese zeigen Verhältnisse von derselben Art wie die Beobachtungen vom Eiffelturm.

Die Windgesshwindigkeit ändert sich im Laufe des Jahres so, dass sie in unseren Gegenden ein Maximum im Winter, ein Minimum im Sommer besitzt. Im Winter sind nämlich im allgemeinen die Temperaturunterschiede nahe gelegener Orte grösser wie im Sommer. Diese Veränderlichkeit geht aus folgender Tabelle hervor, welche die mittlere Windgeschwindigkeit in Metern pro Sek. angiebt. B. M. bedeutet Bureau méteorologique, E. T. Eiffelturm.

	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
B. M.	2,38	**2,47**	2,48	2,16	2,09	2,06	2,08	2,01	*1,66*	1,90	2,15	2,32	2,15
E. T.	**10,48**	9,72	9,35	8,09	7,92	*7,33*	7,90	8,09	7,47	9,39	9,41	9,34	8,71
Verhältnis	**4,4**	3,94	3,77	3,75	3,79	*3,56*	3,80	4,02	4,50	**4,94**	4,38	*4,03*	4,05
„ Nachts	**2,74**	2,43	2,03	1,98	1,89	1,81	*1,76*	1,83	2,12	2,28	2,60	2,48	2,16

Bei den in der Nähe des Erdbodens aufgenommenen Beobachtungen des Bureau méteorologique hat die Sonnenwirkung zur Mittagszeit einen störenden Einfluss, wodurch das Minimum auf September verschoben wird. Nimmt man nur die Nachtstunden (0—4^h *a*) zum Vergleich, so sinkt die mittlere Windgeschwindigkeit im Sommer auf 1,5 m pro Sek. gegen 2,2 m im Winter.

Die starke Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe, welche aus den Eiffelturmbeobachtungen hervorgeht, ist nicht auf die niederen Luftschichten beschränkt, sondern erstreckt sich bis zu den Regionen der Cirruswolken. Nach den Geschwindigkeiten der Wolken zu urteilen, steigt die mittlere Geschwindigkeit des Windes (gleich derjenigen des Wolkenzuges angenommen) in 8—10 km Höhe auf nicht weniger als 30 m pro Sek.

Der Grund für diese in der Nähe der Erdoberfläche besonders schnelle Abnahme der Windstärke ist die starke Reibung zwischen der Luft und den Unebenheiten der Erdoberfläche. Deshalb ist auch der Wind auf dem Meer bedeutend kräftiger als auf dem Festland.

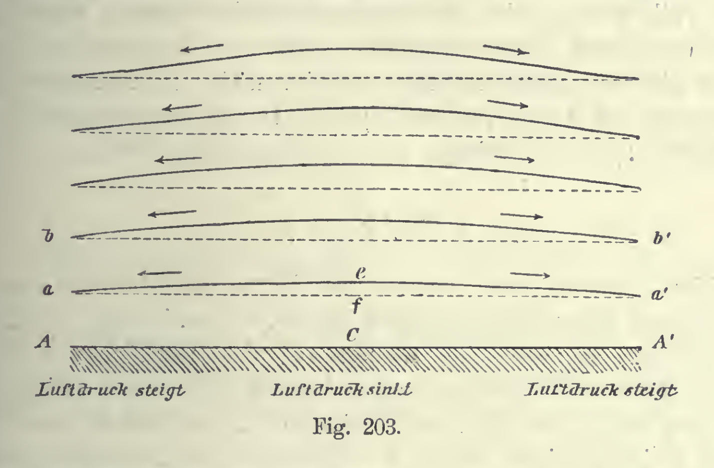


Fig. 203.

Damit hängt auch, wie wir weiter unten sehen werden, zusammen, dass die Windrichtung in höheren Luftschichten gegen die an der Erdoberfläche nach rechts gedreht ist. So z. B. liegt die Windrichtung am Eiffelturm im Mittel 25° rechts von der an der Erdoberfläche gleichzeitig vorhandenen. Wenn also diese im Mittel westlich ist, so weht der Wind am Eiffelturm im Mittel von WNW.

Die Ursache der Winde. Die Bewegungen der Luftmassen rühren von Druckkräften her, d. h. der Druck in derselben Horizontalschicht ist nicht überall gleich. Diese Druckdifferenzen hängen wiederum ursprünglich mit ungleichmässiger Erwärmung zusammen. Durch eine Erhöhung der Temperatur dehnen sich die Luftmassen aus und zwar um 0,367 Proz. des Volumens bei 0° für jeden Grad C. Nehmen wir z. B. an, eine Luftschicht werde bei *C* vom Boden erwärmt (Fig. 203). Die durch die gestrichelten Linien angedeuteten horizontalen

Luftschichten nehmen über C eine grössere Dicke an, so dass die Linien gleichen Druckes, welche vorhin durch die gestrichelten Linien dargestellt wurden, jetzt mehr wie die voll ausgezogenen Linien verlaufen. Es sei ef die maximale Erhebung der Isobarenfläche aa^1 über C, so ist in f der Druck pro cm² etwas höher als in a oder a^1, und zwar um so viel wie das Gewicht einer Luftsäule von 1 cm² Querschnitt und der Höhe ef beträgt. Diese Kraft, welche durch die Druckdifferenz pro cm² in f und a^1 gemessen wird, wirkt nun auf eine Luftsäule verschiebend, die einen Querschnitt von 1 cm² und eine Länge gleich fa^1 besitzt. Wenn das Gewicht der Luftsäule von der Höhe ef die Masse derselben Luftsäule treiben würde, so würde die Beschleunigung dieselbe wie bei freiem Fall, d. h. g, sein. Bei freiem Fall wird nämlich eine Körpermasse von ihrem eigenen Gewicht getrieben. In dem vorliegenden Fall ist aber die getriebene Masse eine Luftsäule von dem Durchschnitt 1 cm² und der Länge fa^1 anstatt ef. Die Beschleunigung (a) wird demnach $ef:fa^1$ mal geringer als im vorigen Fall, d. h.

$$a = g \cdot \frac{ef}{fa^1} = g\frac{h}{l}.$$

Falls zwischen e und a eine schiefe Ebene gelegen wäre, längs der ein schwerer Körper hinunterfallen könnte, so würde seine Beschleunigung gleich $g \cdot ef : ea^1$ sein. Da nun ea^1 nicht merklich von fa^1 verschieden ist, weil die Neigung von ea^1 gegen fa^1 äusserst gering ist, so kann man sagen, dass die Beschleunigung der Luftmassen ebenso gross ist wie diejenige eines längs der Isobarenfläche fallenden schweren Körpers. Dabei wird das betrachtete Stück der Isobarenfläche so gering genommen, dass es ohne Fehler als eine Ebene angesehen werden kann.

Um nun diese Kräfte zu messen, verwendet man nach Stevenson den sogenannten Luftdruckgradienten oder kurzweg Gradienten, welcher angiebt, um wie viel der Luftdruck in horizontaler Richtung längs einer gegebenen Strecke sich ändert. Als Einheit nimmt man dabei denjenigen Gradienten, bei welchem der Luftdruck sich um 1 mm Quecksilber in einer Entfernung von 111,11 km (einem Breitengrad) ändert. Die Erfahrung lehrt, dass mässige Winde einem Gradienten unter 1 entsprechen; bei Gradienten von 4 bis 5 wehen heftige Stürme.

Ein mm Quecksilber übt einen ebenso grossen Druck aus wie eine Luftsäule von 1052 cm Höhe bei 0° oder von 1129 cm Höhe bei 20° C. (dabei wird ein mittlerer Druck von 760 mm Quecksilber angenommen, vgl. S. 593). Bei 15° C. ist die betr. Höhe 1111 cm, es ist also die

Neigung der schiefen Ebene, welche derselben Beschleunigung entspricht wie der Einheits-Gradient 1111 : 11111 . 1000 = 1 : 10000.

Mit Hilfe der oben abgeleiteten Ähnlichkeit der Wirkung des Gradienten mit einer schiefen Ebene ist es leicht die Windgeschwindigkeit zu berechnen, welche nach einer bestimmten Wirkungszeit, oder nachdem die Luftmasse sich eine bestimmte Strecke verschoben hat, in der Luftmasse herrscht. Für die schiefe Ebene gilt nämlich die Formel:

$$v = \sqrt{2\,g\,.\,h},$$

worin v die Endgeschwindigkeit des Fallkörpers und h die vertikale Fallhöhe, sowie g die Beschleunigung der Schwere bedeuten. Da nun eine Druckdifferenz von 1 mm bei 760 mm Druck einer Fallhöhe von 10,52 m bei 0^0 und $10{,}52\,(1 + at)$ bei t^0 C. entspricht und bei einem Druck b die entsprechende Zahl $760 : b$ mal grösser ist, so wird die Endgeschwindigkeit in Metern pro Sek. bei der Druckdifferenz δ am Anfang und Ende:

$$v = \sqrt{2\,g\,.\,10{,}52\,(1 + at)\,\frac{760}{b}\,\delta} = 14{,}36\,\sqrt{\delta\,(1 + at)\frac{760}{b}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}}$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass keine Reibungswiderstände wirken.

Um die Zeit zu berechnen, welche die Luftmasse zur Verschiebung zwischen zwei Punkten braucht, braucht man nur die Entfernung der beiden Punkte durch die mittlere Geschwindigkeit des Luftstroms an den beiden Endpunkten zu dividieren.

Der Gradient an der Erdoberfläche erreicht bei Stürmen in Europa nur äusserst selten den Wert 20; bei dem Orkan zu Edinburgh am 24. Jan. 1886 war er 23,8. In Wirbelstürmen der Tropen können noch grössere Gradienten vorkommen. Bei starken Stürmen in der gemässigten Zone beträgt der Gradient gewöhnlich nur 5—10 mm pro Breitegrad.

Die Trägheitskurve. Wie wir in dem vorhergehenden Abschnitt gesehen haben, wird auf der nördlichen Halbkugel ein Körper, welcher sich parallel der Erdoberfläche ohne Reibung bewegt, durch die Achsendrehung der Erde aus seiner Bewegungsrichtung relativ zur Erdoberfläche nach rechts abgelenkt. Auf der südlichen Halbkugel wirkt die Ablenkung nach links von der ursprünglichen Bewegungsrichtung. Wenn φ die geographische Breite ist, auf welcher der mit der Geschwindigkeit v be-

wegte Körper sich befindet, so ist die Grösse der Ablenkung δA (vgl. S. 267), nach t Sekunden:

$$\delta A = 7.29 \cdot 10^{-5}\, v\, t^2 \sin \varphi,$$

einer scheinbaren Beschleunigung p entsprechend, wo:

$$p = 2 \cdot 7.29 \cdot 10^{-5}\, v \sin \varphi.$$

Andererseits gilt für Centralkräfte, falls der Krümmungshalbmesser der Bahn gleich R gesetzt wird:

$$p = \frac{v^2}{R}.$$

Folglich ist:

$$v^2/R = 2 \cdot 7{,}29 \cdot 10^{-5}\, v \sin \varphi$$

oder:

$$R = \frac{6860\, v}{\sin \varphi}.$$

Der Krümmungsradius der Bahn des bewegten Körpers auf der Erdoberfläche ist demnach proportional der Geschwindigkeit. Wenn diese nicht all zu gross ist, so entfernt sich der Körper nicht in nennenswertem Grade von dem Breitengrad φ, so dass φ als konstant angesehen werden kann. Der bewegte Körper beschreibt dann einen Kreis, dessen Krümmungsradius der Geschwindigkeit direkt und dem sin φ umgekehrt proportional ist. Falls φ nicht mehr als konstant angesehen werden kann, wird der Kreis auf der nördlichen Halbkugel in eine Kurve von der in Fig. 204 angegebenen Form umgewandelt. Diese Kurve wird die Trägheitskurve genannt.

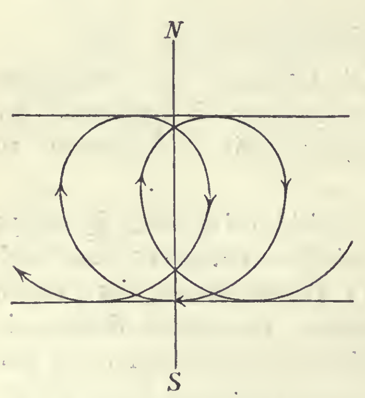


Fig. 204. Die Trägheitskurve der nördlichen Halbkugel; für die südliche Halbkugel ist N gegen S zu vertauschen.

Es wurde bei der obigen Ableitung angenommen, dass der bewegte Körper keine Reibung erfährt. Auch wenn derselbe aus einer Luftmasse besteht, so ist diese Annahme nicht richtig. Die bewegte Luftmasse erfährt eine merkliche Reibung sowohl von der Erdoberfläche, wie von an-

grenzenden Luftmassen, die eine andere Bewegung besitzen. Die verlorene Energie wird dabei hauptsächlich für die Bildung von Wirbeln verbraucht. Die hemmende Kraft ist bei solchen Bewegungen nach der Erfahrung (vgl. unten) der Geschwindigkeit proportional. Bei sehr grossen Geschwindigkeiten, die wohl nicht in Frage kommen, würde wahrscheinlich die hemmende Kraft nach einer höheren Potenz der Geschwindigkeit zunehmen. Auf alle Fälle nimmt die Geschwindigkeit v zufolge der Reibung ab und damit auch der Krümmungsradius der Trägheitsbahn. Mit anderen Worten, die Luftmasse beschreibt eine Spirale, deren Windungen immer enger werden. Für den Fall, dass der Widerstand der ersten Potenz der Bewegung proportional ist, wird diese Kurve eine sogenannte logarithmische Spirale, deren Bogen immer einen gleichen Winkel mit dem Radiusvektor aus dem Mittelpunkt einschliesst. In anderen Fällen werden die Spiralen andere Formen haben.

Damit also die Luftsäule von der Masse m sich auf einer kreisförmigen Trägheitskurve mit der Geschwindigkeit v bewegt, muss sie von einer in der Bewegungsrichtung wirkenden beschleunigenden Kraft F gezogen werden, welche dem Widerstande der Reibung Gleichgewicht hält, für welche demnach gilt:

$$F = kmv.$$

Wie wir oben gesehen haben, ist die mittlere Windgeschwindigkeit auf dem Eiffelturm 8,7 m pro Sek., eine Geschwindigkeit, welche jedenfalls nicht diejenigen in höheren Luftschichten im Mittel übersteigen dürfte. Wenn wir mit einem Wert von 10 m pro Sek. rechnen, so nimmt der Krümmungsradius R folgende Werte an:

Breitegrad . . .	20	30	40	50	60	70	90 Grad
Krümmungsradius	200	137	107	90	79	73	69 km.

Am Äquator ist der Krümmungsradius unendlich. Für andere Windgeschwindigkeiten als 10 m pro Sek. kann man leicht durch Proportionierung den Krümmungsradius finden, so z. B. müsste er auf 50° Br. und bei der Geschwindigkeit 5 m pro Sek. 45 km erreichen. In gewöhnlichen Fällen ist der Krümmungsradius von der Grössenordnung eines Breitegrades (111,1 km).

Das Buys-Ballotsche Gesetz. Angenommen jetzt, wir hätten eine Luftströmung, die eine weniger gekrümmte Bahn ADB als die

Trägheitskurve CDE beschriebe (Fig. 205), so müsste zur Erreichung einer solchen Krümmung eine Kraft DH in der Richtung des Krümmungsradius nach aussen wirksam sein. Wenn keine Kraft in dieser Richtung wirkte, würde nämlich der Luftstrom nach dem vorhin gesagten der Trägheitskurve CDE folgen. Die Kräfte (pro Masseneinheit), welche Krümmungen mit den Radien R und R_1 entsprechen, sind gleich:

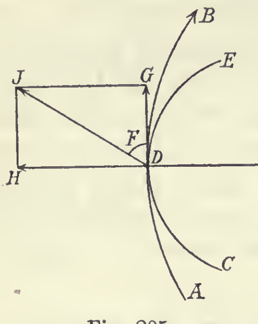


Fig. 205.

$$f = \frac{v^2}{R}; \quad f_1 = \frac{v^2}{R_1}.$$

Diejenige Kraft, welche den Krümmungshalbmesser von R auf R_1 zu ändern vermag, ist infolgedessen pro Masseneinheit:

$$f_0 = f - f_1 = v^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1}\right).$$

Wenn also die Krümmungsradien von CDE und ADB im Punkte D durch R und R_1 dargestellt sind, so wird f_0 der Ausdruck für die die Masseneinheit nach aussen treibende Kraft DH. Durch Einführung des Wertes von R erhält man für die Masse m:

$$DH = f_0 = \left(v . 2\, w \sin \varphi - \frac{v^2}{R_1}\right) m,$$

falls $w = 7{,}29 . 10^{-5}$ gesetzt wird.

Andererseits wirkt eine Kraft DG, deren Wert oben angegeben ist, die die Geschwindigkeit (v) des Windes erhält und ihm die Beschleunigung α erteilt; dieselbe wird ausgedrückt durch:

$$DG = m\,(kv + \alpha).$$

α kann positiv oder negativ sein. Wenn die Geschwindigkeit gerade aufrecht gehalten wird, bei sogenannter stationärer Bewegung, ist $\alpha = 0$.

Die ganze Kraft, welche auf die bewegte Luftmasse wirkt, ist die Resultante DJ von den genannten DH und DG. DJ ist die treibende Kraft und beruht auf dem Unterschied des Luftdruckes in den Punkten D und J. DJ ist der früher genannte Gradient in der Richtung DJ.

Diese Richtung der treibenden Kraft fällt keineswegs mit der Richtung DG der bewegten Masse zusammen, sondern bildet mit dieser einen Winkel F, welcher Ablenkungswinkel genannt wird. Je grösser

dieser Winkel ist, um so geringer ist DG verglichen mit dem Gradienten DJ.

Die Wetterkarten zeigen, dass die Windbahnen, wie die Fig. angiebt, beinahe ausnahmslos weniger nach rechts (anticyklonal) gekrümmt sind als die Trägheitsbahnen. Hieraus folgt das Gesetz von Buys-Ballot, welches aussagt, dass auf der nördlichen Halbkugel der Gradient so gerichtet ist, dass, wenn man den Rücken dem Winde zukehrt, die linke Hand etwas nach vorne gehoben die Richtung des Gradienten angiebt. Dieser Satz wurde schon von Coffin (1853) ausgesprochen. Die Stärke des Windes wächst mit dem Gradienten (unter übrigens gleichen Umständen). Auf der südlichen Hemisphäre ist links gegen rechts auszutauschen.

Wenn der Reibungswiderstand und die Beschleunigung Null wären, so würde die tangentiale Komponente DG der Kraft Null sein, d. h. der Gradient ganz senkrecht zur Windrichtung liegen. Je geringer also die Reibung bei stationärer Bewegung, um so grösser ist der sogenannte Ablenkungswinkel F. Ebenso ist der Ablenkungswinkel, wie aus den obigen Ableitungen hervorgeht, von der ablenkenden Kraft der Erddrehung abhängig; er ist demnach um so grösser, je weiter man sich vom Äquator entfernt. In der Nähe des Äquators bewegen sich die Luftteilchen gradlinig dahin, wo eine Luftdruckverminderung entstanden ist. Da keine ablenkende Kraft durch die Erddrehung hinzukommt, so werden die Druckdifferenzen bald ausgeglichen und damit die Quelle der Luftbewegungen vernichtet.

Im allgemeinen gilt (für die Breite φ):

$$tg\, F = \frac{v \,.\, 2w \sin \varphi - \frac{v^2}{R}}{kv + a}$$

Guldberg und Mohn haben in einer grundlegenden Arbeit die Bedeutung dieser Formel untersucht. Sie setzten a gleich Null und berechneten den Wert des Reibungskoefficienten k aus den bekannten Daten der Windgeschwindigkeiten (v) und Ablenkungswinkel (F). Der Einfachheit halber beschränkten sie sich auf solche Fälle, wo $R = \infty$ gesetzt werden konnte. Sie fanden auf diese Weise folgende Werte von k (welches dieselbe Dimension 1 : Sek. und Grössenordnung wie w erhält).

Auffallend ist der grosse Unterschied der Reibung zwischen den Küsten- und den Binnenlandstationen unter derselben Breite in Westeuropa. Die Reibung über der festen Erdoberfläche ist etwa 2,5 mal grösser als die-

jenige über dem Meer. Dementsprechend ist auch der Ablenkungswinkel F auf dem Meer bedeutend grösser und nähert sich dem Wert 90°, dem Wert für $k = 0$. Die Reibung ist im Winter grösser als im Sommer.

Beobachtungsort	N. Br.	F	k (Mittel)
Nordamerika	37°	42°	80.10^{-6}
Norwegen	61	56	85. „
Binnenstationen Westeuropas (Oxford, Nottingham, London, Brüssel, Paris)	51	61	64. „
Küstenstationen Westeuropas (Brest, Scilly, Yarmouth, Pembroke, Holyhead)	51	77	26. „
Atlantischer Ocean	15—50°		35. „
„ „	am Äquator		20. „

Die Zunahme der Reibung über dem festen Land rührt von den vielen Unebenheiten her, über die der Wind dort streicht. Es ist danach zu vermuten, dass in höheren Luftschichten der Ablenkungswinkel grösser wird, da jedenfalls die grösste Reibung in der Nähe der Erdoberfläche zu finden ist. Wie wir oben gesehen haben, ist in der That auf dem Eiffelturm die Windrichtung gegen diejenige am Boden nach rechts abgelenkt. Wahrscheinlich beruht aber der grosse Winkelunterschied (25°) zum grössten Teil auf lokalen Störungen an der unteren Station.

Die Cirrus-Wolken zeigen einen sehr grossen Ablenkungswinkel der höheren Luftströme an. Diese Wolken ziehen nämlich den Isobaren nahezu parallel, also senkrecht zum Gradienten. Dies entspricht der Reibung Null, d. h. in diesen oberen Luftschichten ist die Reibung sehr gering.

Bei konstanter Reibung ändert sich der Ablenkungswinkel am Äquator sehr stark mit der Breite, danach aber sehr langsam. Als Beispiel mögen einige Ziffern über die Grösse des Ablenkungswinkels von Mohn und Guldberg angeführt werden.

Breite	0	5	10	15	20	30	40	60	90°
$k = 2.10^{-5}$, $F =$	0	32,4	51,7	62,1	68,2	74,7	78,0	81,0	82,2°
6.10^{-5}, $F =$	0	12,0	22,9	32,2	39,7	50,6	57,4	64,6	67,6°
8.10^{-5}, $F =$	0	7,3	14,2	20,7	26,5	36,1	43,2	51,6	55,6°

Die Windgeschwindigkeit wächst mit dem Gradienten, nimmt dagegen bei zunehmender Reibung ab. Nun wächst im allgemeinen der

Gradient mit zunehmender Höhe, wenigstens in den unteren Luftschichten (vgl. Fig. 203). Ausserdem ist in höheren Schichten die Reibung geringer als in der Nähe der Erde. Es folgt daraus, dass die Geschwindigkeit des Windes mit der Höhe zunimmt, wie auch der Gang der Wolken andeutet (vgl. S. 650).

Zur weiteren Erläuterung berechnen wir die Grösse des Gradienten G. Da bei 0° C. und 760 mm Druck 1 mm des Luftdruckes einer Steighöhe von 10,52 m entspricht, bei der absoluten Temperatur T dagegen einer $T:273$ mal so grossen, und bei dem Druck b mm einer $760:b$ mal so grossen Höhe, so ist die Grösse von G bei einem Druckunterschied von δ mm (vgl. S. 676):

$$G = g\,\frac{h}{l} = g\,\frac{10{,}52}{111\,111} \cdot \delta \cdot \frac{760 \cdot T}{b \cdot 273} = \frac{\delta}{387} \cdot \frac{T}{b} \cdot \frac{\text{m}}{\text{Sek.}},$$

wonach (für $F = 90^0$) die vorletzte Formel auf S. 680 übergeht in:

$$\frac{\delta}{387} \cdot \frac{T}{b} \sin F = 2\,w v \sin \varphi - \frac{v^2}{R}.$$

Diese Formel giebt eine Beziehung zwischen dem Gradienten δ und der Windgeschwindigkeit v. Setzt man R unendlich gross, so erhält man bei $F = 90^0$, $T = 273$ (0° C.) und $b = 760$ mm Druck folgende Werte von $v:\delta$ unter der Breite φ:

$\varphi = 0$	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$v:\delta = \infty$	36,7	18,6	12,7	9,9	8,3	7,3	6,8	6,5	6,4

Der ∞-Wert am Äquator hat nur die Bedeutung, dass $F = 90^0$ dort nicht vorkommen kann. Wenn nun in niederen Breiten F auch nicht 90^0, d. h. $\sin F$ nicht den Wert 1 erreicht, so können wir doch für $\varphi > 20^0$ dies mit ziemlicher Annäherung annehmen. Wir finden so, dass ein Gradient von z. B. 3 mm am 50. Breitegrad eine Windstärke von 25 m, am 20. dagegen eine von 56 m pro Sek., d. h. eine 2,24 mal grössere hervorruft.

Die Erfahrung zeigt nun, dass die so berechneten Werte für die Winde auf dem Meere gute Übereinstimmung ergeben, dagegen viel zu gross (etwa doppelt) für die Winde auf dem Land, besonders im Binnenland, ausfallen. Wahrscheinlich würde auch für das Binnenland die Rechnung gute Werte ergeben, wenn man die Windgeschwindigkeit in einiger Entfernung vom Boden (wie z. B. am Eiffelturm) messen würde.

Man hat aus diesem Grund empirische Werte des Quotienten $v:\delta$ ermittelt. Einige solche folgen hier (sie betreffen Beobachtungen von 8^h a im ganzen Jahr).

	Stonyhurst und Kew ($\varphi = 52,5^0$)					Deutsche Küsten				
δ	0,76	1,36	1,98	2,60	3,04	1,19	1,44	1,81	2,14	2,62
v	2,5	4,8	7,0	9,4	11,0	3,1	4,8	6,7	8,8	10,7
$v:\delta$	3,6	3,5	3,5	3,6	3,6	(2,6)	3,3	3,7	4,1	4,1

An Stelle des theoretischen Wertes von $v:\delta = 8,0$ erhält man Werte 3,6 bezw. 3,8, die etwa doppelt geringer sind. Im Sommer ist der Wert etwa 20 Prozent grösser als im Winter, weil im Sommer die Sonnenstrahlung die unteren Luftschichten mit etwas höher liegenden vermischt, so dass die Verhältnisse sich den theoretischen nähern.

Winde die von NNE und E kommen, zeigen bei gleichem Gradienten eine etwa 35 Proz. grössere Windgeschwindigkeit als Winde von SSW und W. Die Grösse von $v:\delta$ erreicht in diesen Fällen für die deutsche Küste nach Sprung 4,5 bezw. 3,2. Die Beobachtungen von Stonyhurst und Kew sind ähnlich: für Winde zwischen NNW und SE beträgt $v:\delta = 4,0$, während für solche zwischen SSE und NW $v:\delta = 3,0$ ist. Im Mittel kann man also für England und die deutsche Küste $v:\delta = 4,2$ für Nord- und Ost-Winde, dagegen $v:\delta = 3,1$ für Süd- und West-Winde setzen.

Vermutlich beruht der beobachtete Unterschied auf der stärkeren absteigenden Bewegung der kalten Luft bei Nord- und Ostwinden, die die niedere Luft stark mit höheren Luftschichten vermischt.

Bei der theoretischen Behandlung dieser Fragen setzt man gewöhnlich voraus, dass die Centrifugalkraft im Vergleich mit der Ablenkungskraft der Erddrehung zu vernachlässigen ist. Dies gilt jedenfalls für mässige Windgeschwindigkeiten, weil die erstgenannte Kraft dem Quadrat, die zweite nur der ersten Potenz der Windgeschwindigkeit proportional zunimmt.

Für grössere Windstärken mag das anders sein. Hann berechnet für einen WNW-Sturm zu Wien am 26.—27. Jan. 1874, wo $v = 23$ m pro Sek. und $R = 1630$ km (Minimum in Petersburg, $\delta = 3,2$), sowie $\varphi = 48^0$ und $F = 80^0$ war, das Verhältnis der beiden Kräfte gleich 0,13 zu 1. Für einen tropischen Wirbelsturm vom Okt. 1876 findet er dagegen, bei $v = 35$ m pro Sek., $R = 130$ km, $\delta = 13,8$ und $\varphi = 22,5^0$, sowie $F = 60^0$, das Verhältnis 4,86:1. Bei den tropischen Stürmen spielt also bisweilen die gewöhnliche Fliehkraft eine über-

wiegende Rolle, sie tritt dagegen bei den aussertropischen gegen die Ablenkungskraft der Erdrotation zurück.

Aus dem oben angeführten gehen ausser dem Buys-Ballot'schen Gesetz (vgl. S. 679) folgende allgemeine Sätze hervor.

Zufolge der Achsendrehung der Erde wird der Wind auf der nördlichen Halbkugel nach rechts, auf der südlichen nach links von der Richtung des Gradienten abgebogen.

Der Ablenkungswinkel wächst mit der Breite, nimmt dagegen mit steigender Reibung ab.

Die Windgeschwindigkeit wächst mit der in die Windrichtung fallenden Komponente des Gradienten und ist dieser annähernd proportional, der Reibung dagegen umgekehrt proportional. Hieraus folgt, dass die Windgeschwindigkeit ungefähr proportional mit der Grösse des Gradienten ausfällt; der Proportionalitätsfaktor nimmt mit steigender Breite sowie mit steigender Reibung ab.

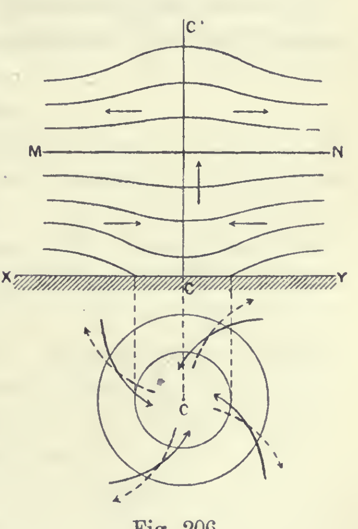


Fig. 206.

Cyklonen und Anticyklonen. Nehmen wir an, wir haben im Punkte C (Fig. 206) an der Erdoberfläche XY ein barometrisches Minimum, das der Einfachheit halber eine kreisförmige Ausbreitung in horizontaler Richtung besitzen möge. Die Luft bewegt sich dann in der Nähe der Erdoberfläche von allen Seiten gegen C hin. Wegen der Ablenkung durch die Erddrehung ist der Wind nicht längs des Gradienten nach C gerichtet, sondern, falls C auf der nördlichen Halbkugel gelegen ist, nach rechts von C. Die Luftströmungen werden auf diese Weise eine Spirale beschreiben, welche gegen C hin konvergiert, ungefähr wie die voll ausgezogenen Pfeile in der unteren Figur andeuten. Die gegen C hineingezogenen Luftmassen müssen aber irgendwo einen Abfluss finden, damit das barometrische Minimum fortbestehen kann, was gewöhnlich der Fall ist. Dieses Entweichen kann weder nach unten noch nach der Seite vorsichgehen, es muss also nach oben stattfinden und erst in der Höhe kann ein Abfliessen zur Seite zustande kommen.

Die Luftströmungen erhalten danach eine Bewegung wie die Pfeile in der oberen Figur andeuten. Die nach oben angehäufte Luft verursacht eine Krümmung der isobarischen Linien nach oben in den höheren Luftschichten. Sie haben also da eine umgekehrte Krümmung wie in den nahe am Boden gelegenen Schichten und in einer mittleren Höhe giebt es eine sogenannte „neutrale Fläche“, eine isobarische Fläche, die eben ist (*MN*). Oberhalb derselben fliesst die Luft hinaus, unter derselben in den Wirbel hinein. Die Richtung der oberen Winde ist in der unteren Figur durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Der gewöhnlichste Fall ist der, dass sich ein solcher cyklonischer Wirbel über einem heissen Centrum entwickelt, wo die Temperatur nach allen Seiten von *C* sinkt. Man stellt sich dies am einfachsten so vor, dass anfangs die neutrale Fläche *MN* am Boden liegt und dass die Isobaren wegen der höheren Temperatur über *C* einen nach oben konvexen Verlauf haben mit der grössten Krümmung über *C* (vgl. Fig. 203). Zufolge des Abfliessens der Luft in den höheren Schichten sinkt dann überall in der Mitte der Luftdruck, die neutrale Fläche hebt sich und der Verlauf der Isobaren bildet sich so wie in der Figur 206 aus. Durch die adiabatische Ausdehnung der aufsteigenden Luft sinkt die Temperatur in der Cyklone gewöhnlich so weit, dass sie unter diejenige der Umgebung kommt.

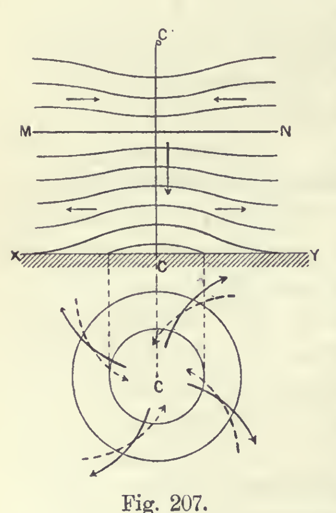


Fig. 207.

Genau umgekehrt verhalten sich die anticyklonischen Wirbel, welche gewöhnlich über einem Kältecentrum entstehen. Durch die nach unten konvexe Krümmung der Isobaren über dem Centrum *C* (Fig. 207) wird ein Zufluss von Luft in den höheren Schichten hervorgerufen, der eine Steigerung des Luftdrucks über *C* veranlasst. Die neutrale Fläche rückt auch hier in die Höhe und die isobarischen Linien zeigen einen Verlauf wie in der oberen Fig. 207. In diesem Fall fliesst die Luft unten zur Seite und es entsteht eine Luftcirkulation in entgegengesetzter Richtung wie in den Cyklonen, wie die Pfeile der Figur andeuten. Die Winde werden auch in diesem Fall auf der nördlichen Halbkugel nach rechts gebogen. Sie wehen in Richtungen, die von den Pfeilen in der unteren Figur angegeben werden und zwar bezeichnen

wie vorhin die gestrichelten Pfeile die oberen Winde. Zufolge des Sinkens der Luft erwärmt sich das Centrum der Anticyklone gewöhnlich über die Temperatur der Umgebung.

Die Luftteile beschreiben demnach in diesen Wirbeln eine Art von Spiralen von einer Form etwa wie die Fig. 208 andeutet. Die Figur stellt die Luftbewegung in einer Cyklone dar. Nur ist die betreffende Spirale in der Wirklichkeit ausser im Falle der Tromben und ähnlicher Wirbel, ausserordentlich viel flacher wie in der Zeichnung, indem die Höhendimension nur wenige Kilometer (höchstens etwa zehn), die horizontale Ausdehnung der Spirale dagegen gewöhnlich mehrere hundert, bisweilen tausende von Kilometern erreicht.

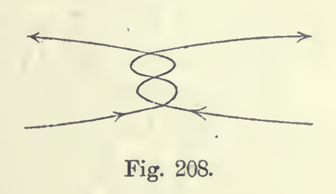


Fig. 208.

Solche Cyklonen können auch unter anderen Umständen als über erhitzten Stellen der Erdoberfläche entstehen; ebenso ist die Bildung von Anticyklonen nicht notwendig an kalte Stellen der Erdoberfläche gebunden.

Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre. Wegen der Erhitzung des Äquators durch die Sonne verhält sich der äquatoriale Teil der Erde wie ein heisses Centrum. Es ist dabei zu bemerken, dass die Erhitzung des Bodens durch die Sonne nicht augenblicklich entsteht noch verschwindet, sondern eine gewisse Trägheit besitzt. Dies gilt ganz besonders für die wasserbedeckten Teile der Erde, die den grössten Teil der Erdoberfläche ausmachen, — die äquatorialen Gegenden 20^0 n.— 20^0 s. Br. sind zu etwa 76,5 Proz. mit Wasser bedeckt. Ausserdem entwickeln sich die Luftströmungen über dem Wasser mit grosser Regelmässigkeit und Stärke, weil keine Störungen und starke Reibungen wie über der Landoberfläche dieser Entwickelung im Wege stehen. Unsere Betrachtungen über die Windverhältnisse in der Nähe der Erdoberfläche beziehen sich deshalb zum grössten Teil auf die Luftströmungen über dem Meer. Zufolge der grossen Wärmekapacität des Meeres bleiben die Verhältnisse am Äquator ziemlich konstant und die Winde folgen nur in beschränktem Maasse dem Gang der Sonne auf den beiden Seiten des Äquators. Infolgedessen spielt auch die ganze Äquatorialgegend und nicht nur der Punkt, über welchem die Sonne gerade steht, die Rolle des heissen Centrums.

Längs des ganzen Äquators steigen deshalb Luftmassen hinauf, die in der Höhe nach der Seite zu den Polen hin ausweichen. Gleichzeitig

strömen von höheren Breiten neue Luftmengen hinzu. Die Achsendrehung der Erde erteilt diesen gegen den Äquator gerichteten Luftströmungen eine starke Komponente, die von Osten nach Westen gerichtet ist. In der Nähe des Äquators selbst herrscht Windstille. Die oberen Luftströmungen behalten eine kleine Weile eine ost-westliche Richtung, gehen aber unter dem Einfluss der Erddrehung (in etwa 10^0 Br.) durch eine gerade gegen den Pol gerichtete zu einer Richtung von SW nach NE auf der nördlichen, zu einer von NW nach SE auf der südlichen Seite des Äquators über.

Diese konstanten Winde in der Nähe des Äquators werden Passate genannt. Sie treten über dem Atlanten zu allen Jahreszeiten sehr deutlich auf. Im Indischen Ocean werden sie durch die südasiatischen Landmassen gestört, durch deren Wärmeverhältnisse die unten näher zu betrachtenden Monsune entstehen. Im südlichen Teil dieses Oceans sind sie dagegen kräftig entwickelt und im grossen Ocean ebenfalls.

Der obere Passat, der sogenannte Gegenpassat, zeigt sich in dem Gang der oberen Wolken von etwa 4000 m Höhe aufwärts, sowie in der Richtung, in welcher vulkanische Aschen von den Winden geführt werden. Besonders bekannt in dieser Hinsicht ist der Staub vom Krakatau-Ausbruche, welcher in der Nähe des Äquators sich von Westen nach Osten mit einer Geschwindigkeit von 30—40 m pro Sek. verschob, um in grösserer Entfernung vom Äquator erst eine polwärts gerichtete, später mehr westöstliche Bewegung anzunehmen. Der Gegenpassat weht auf hohen Bergen wie Mauna-Loa (4170 m) auf Hawaï oder dem Pic von Teneriffa (3720 m) als stetiger westlicher oder südwestlicher Wind.

Man könnte nun erwarten, dass diese Cirkulation sich von dem Äquator bis zu den Polen erstreckte. Dies würde auch eintreten, falls nicht durch die Achsendrehung der Erde in der Nähe von 35^0 Br. eine starke Anhäufung von Luft stattfände, welche die Gegenströmung vom Äquator aufstaut und teilweise gegen die Erdoberfläche niederpresst. Ein andrer Teil strömt in den höchsten Luftschichten gegen den Pol mit zunehmender westlicher Ablenkung weiter.

Diese von sehr hohem Luftdruck gekennzeichneten Gegenden werden „die Rossbreiten“ genannt. Sie zeichnen sich durch eine herabsteigende Bewegung der Luft, durch Windstille und wolkenfreien Himmel aus. Unter den Rossbreiten sind deshalb die grössten Wüstengegenden der Erde gelegen.

Ein Teil der an den Rossbreiten niedersinkenden Luft verschiebt sich längs der Erdoberfläche hin gegen die Pole und nimmt dadurch eine

westliche Richtung an. Diese Richtung ist auf der übrigen Erdhälfte (die Gegend von 30° n. bis 30° s. Br. nimmt die Hälfte der Erdoberfläche ein) die vorherrschende, aber in den Gegenden weiter vom Äquator sind die Winde nicht stetig; ihre Richtung ist sehr veränderlich und beruht auf der Lage der barometrischen Depressionen, die in diesen Weltgegenden am häufigsten sind. Auf der südlichen Halbkugel, wo die Kontinente keine grössere Störung auszuüben vermögen, sind kräftige von Westen kommende Luftströme stark vorherrschend, welche ein ungeheures Barometerminimum um den Südpol umkreisen. Auf der nördlichen Halbkugel ist die Abnahme des Barometerdruckes gegen den Pol hin viel weniger ausgeprägt und die Westwinde sind viel weniger konstant und kräftig wegen des störenden Einflusses der Landoberflächen.

Die mittlere Windrichtung in den niedrigen und höchsten atmosphärischen Schichten könnte nicht bestehen bleiben, wenn nicht in einer anderen Luftschicht eine Rückströmung von Luft gegen den Äquator stattfände. In mittleren Luftschichten ist sie in der That zu finden. Diese gegen den Äquator gerichtete Strömung hat nicht, wie man vermuten könnte, eine östliche Komponente, sondern im Gegenteil eine stark westliche. Sie ist als eine Abzweigung zu betrachten von den über und unter ihr verlaufenden westlichen Winden mit südlicher Komponente, welche zufolge der Erddrehung gegen den Äquator gerichtet worden sind und zwar in solchem Grade, dass die südliche Komponente in eine schwache nördliche verwandelt worden ist. Diese von Nordwesten kommende Strömung macht sich auf isoliert liegenden Berghöhen bemerkbar. So z. B. weht auf dem Gipfel von Ben Nevis (1300 m) in Schottland ein Wind, dessen mittlere Richtung N 60° W ist. Auf dem Gipfel von Pic du Midi (2880 m) in den Pyrenäen ist die mittlere Windrichtung N 87° W; die nach Süden gerichtete Komponente ist also äusserst schwach. Schon in recht mässiger Höhe über dem Boden scheint diese nördliche Komponente bemerklich zu sein, indem die mittlere Windrichtung auf dem Eiffelturm (306 m) genau WNW ist (vgl. Fig. 201), während daselbst am Boden der Wind im Mittel eine schwache südliche Komponente besitzt.

An den Polen selbst scheint wieder Windstille (im Mittel) zu herrschen.

Die theoretische Behandlung dieser Windverhältnisse wurde zuerst von Hadley (1735) versucht. Die moderne Theorie derselben rührt von James Thomson (1857) her; in noch höherem Grade hat sich Wm Ferrel (1856, 1886) darum verdient gemacht.

Die eben geschilderten Verhältnisse würden sich ohne Zweifel in typischer Regelmässigkeit ausbilden, falls die Kontinente nicht störend



Fig. 209. Die Winde des Atlantischen Oceans im Januar und Februar (nach Köppen).

einwirkten. In den äquatornahen Gegenden sind die Kontinente wärmer als das Meer. Das Maximum unter den Rossbreiten ist deshalb über den afrikanischen und amerikanischen Kontinenten durch-

brochen, wogegen die Maxima über den naheliegenden Meeren verstärkt sind. Infolgedessen entstehen über diesen Barometermaximis

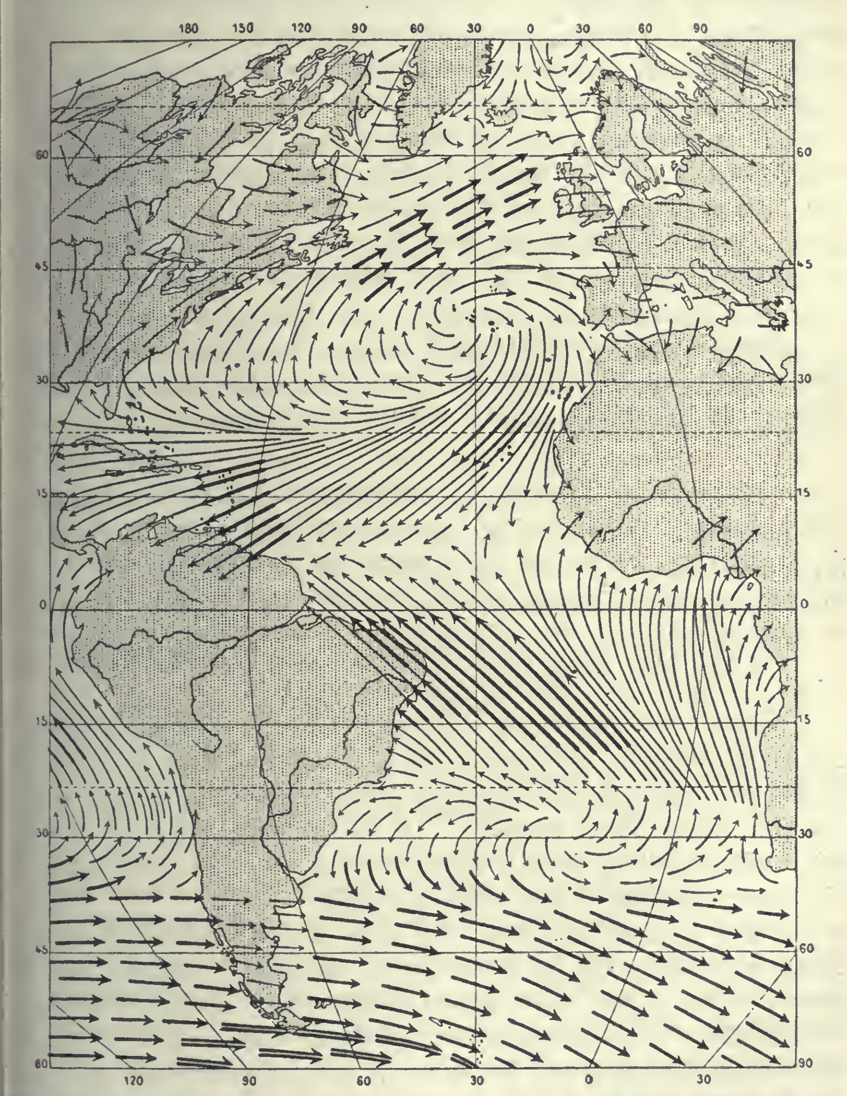


Fig. 210. Die Winde des Atlantischen Oceans im Juli und August (nach Köppen).

anticyklonale Luftbewegungen, welche sich teilweise den oben gekennzeichneten Luftbewegungen entgegensetzen. Dies tritt auf den beigefügten Kartenskizzen von Köppen sehr deutlich hervor. Diese

Karten (Figg. 209—210) geben die mittleren Windrichtungen über dem Atlanten im Jan.—Febr. und im Juli—Aug. wieder. Die Länge der Pfeile soll die Stabilität der Winde andeuten, ihre Dicke dagegen die Windstärke. Die Zonen der Windstille, die Calmen, unter 30° — 35° Br. zeigen auf der Westküste von Afrika eine äquatorwärts, auf der Ostküste von Amerika eine polwärts gerichtete Komponente.

Ferner bemerkt man auf diesen Karten eine Störung der einfachen Verhältnisse, indem die Passate der südlichen Halbkugel über den Äquator hinübergreifen, was darauf beruht, dass der thermische Äquator etwas nördlich von dem geographischen liegt. Diese Verschiebung ist natürlich im Juli—Aug. grösser wie in den Wintermonaten der nördlichen Halbkugel.

Dasselbe zeigt sich über dem grossen Ocean, wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche für die Monate März und September gelten, in welchen die Verschiebungen ihre Extremwerte besitzen.

	März		September	
	Atlant	Stiller Ocean	Atlant	Stiller Ocean
NE-Passat . . .	26°—3° N.	25°—5° N.	35°—11° N.	30°—10° N.
Äquatorial-Calmen	3°—0° N.	5°—3° N.	11°—3° N.	10°—7° N.
SE-Passat . . .	0°—25° S.	3°N.—28° S.	3°N.—25° S.	7°N.—20° S.

Der Gradient des mittleren Teiles vom atlantischen NE-Passat erreicht den Wert 2,5 und die Windgeschwindigkeit 6—7 m pro Sek.

Winde von täglicher und jährlicher Periode, Monsune. Die ungleichmässige Erwärmung der Erdoberfläche führt an manchen Stellen zu regelmässigen Schwankungen des Luftdruckes, wodurch Winde von periodischer Natur entstehen. Am bekanntesten unter den Winden mit täglicher Periode sind die Land- und See-Winde an der Küste, sowie die Berg- und Thal-Winde im Binnenland.

Durch die Sonnenstrahlung am Tage erwärmt sich die feste Erdkruste viel stärker als die Wasserfläche. Es entsteht deshalb über der Küste, in deren Nähe die Temperaturunterschiede am kräftigsten entwickelt sind, ein aufsteigender und über den naheliegenden Teilen des Meeres ein herabsteigender Luftstrom, welcher nachher gegen die Küste als Meeresbrise weht.

In der Nacht ist es umgekehrt, die Luft steigt über dem Meer hinauf und sinkt über der Küste, von wo sie über das Meer hinausfliesst. Diese Landbrise ebenso wie die Seebrise wurden in alten Zeiten vielfach von den Seglern benutzt.

Diese kurzdauernden Winde, die durch Windstillen unterbrochen sind, können sich nur in unbedeutender Entfernung von der Küste geltend machen. 40 km weit davon sind sie im Binnenland kaum merklich. Ihr Wirkungsfeld auf dem Meer dürfte noch beschränkter sein. Die Mächtigkeit dieser Luftströmungen ist ebenfalls sehr unbedeutend, nach Messungen in Ballon-captif auf Coney-Island bei New-York erstreckt sich daselbst die Meeresbrise nur bis zu 130 m Höhe, in 160 m Höhe weht schon der obere Luftstrom in entgegengesetzter Richtung. Andere Bestimmungen aus Teneriffa und Toulon haben eine Mächtigkeit der Seebrise von 400—500 m gegeben. Bisweilen kann jedoch die Meeresbrise 600—800 m Mächtigkeit erreichen.

Man findet gewöhnlich, dass die Meeresbrise zuerst über dem Meer bemerkbar wird und sich von dort aus aufs Land ausbreitet. Man nimmt deshalb an, dass sich die Luft bei der ersten Erwärmung nach allen Richtungen ausdehnt, es muss ja auch nach der nächtlichen Temperaturumkehr über dem Land ein Temperaturgefälle von 1° C. auf 100 m entstehen, bevor eine regelmässige aufsteigende Bewegung der Luft stattfinden kann. Demnach fliesst die Luft oben über der Küste zum Meer ab und sinkt da hinunter, bevor noch die regelmässige aufsteigende Luftbewegung über der Küste in Gang gekommen ist. Bei diesem Vorgang dürfte auch von Bedeutung sein, dass die Reibung auf der Landfläche viel grösser ist als auf dem glatten Meer.

Der Landwind ist aus diesem Grund viel schwächer entwickelt als der Seewind. Auch sinkt im Sommer die Temperatur der festen Erdoberfläche nachts nicht so stark unter diejenige der Meeresoberfläche, wie am Tage das umgekehrte der Fall ist.

Die Land- und See-Winde entwickeln sich am kräftigsten in den Tropen, wo die Tagesschwankung der Temperatur am grössten ist und wo die Regelmässigkeit der Luftbewegungen sie ungestört hervortreten lässt. Falls ein bestimmter Wind an einem Orte vorherrscht, kann der Land- oder See-Wind denselben in hohem Grade verstärken und auf diese Weise Stürme verursachen oder umgekehrt ihn ausgleichen. So z. B. weht der Wind zu Valparaïso im allgemeinen vom SW; der Landwind, welcher entgegengesetzt gerichtet ist, bringt in der Nacht fast Windstille zustande, bei Tag dagegen wird der See-Wind sehr heftig und bisweilen so kräftig, dass keine Verbindung von den Schiffen zum Quai aufrecht zu erhalten ist.

Auch an den Ufern grösserer Seen, wie z. B. des Genfer Sees,

machen sich die Land- und See-Winde geltend. An den grossen nord-amerikanischen Seen, z. B. zu Chicago, sind sie stark entwickelt.

Diese Winde bringen häufig, besonders da, wo das Land- und das See-Klima stark verschieden sind, grosse Umschläge der Temperatur und

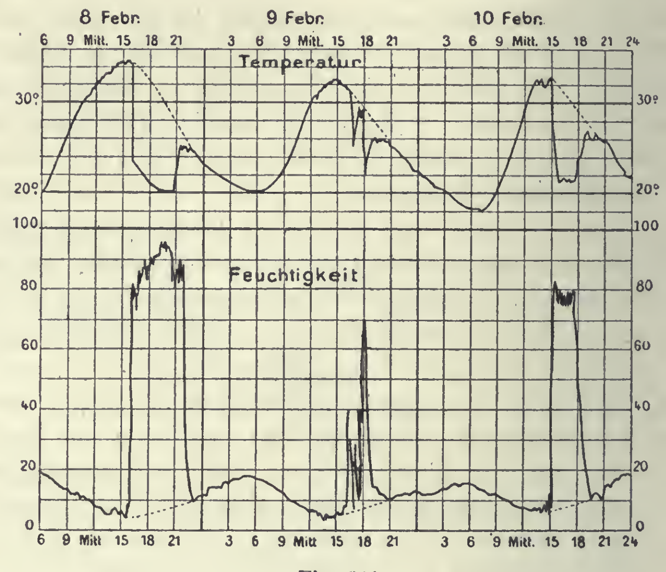


Fig. 211.

Feuchtigkeit mit sich, wie das nebenstehende Diagramm aus Joal an der Küste von Senegal von den Tagen 8.—10. Febr. 1893 zeigt. Die Temperatur und relative Feuchtigkeit würden sehr regelmässig nach den punktierten Kurven verlaufen, wenn der Seewind nicht den Gang morgens zwischen 4 und 10 Uhr störte (Fig. 211).

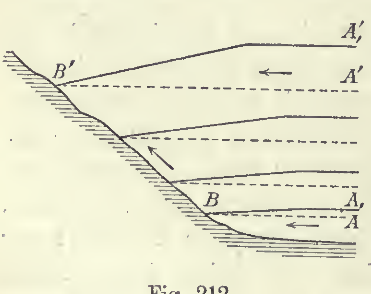


Fig. 212.

Wenn die Sonne auf einen Bergabhang und in ein Thal scheint, so erwärmt sich die Luft besonders in der Nähe des Erdbodens; die anfangs horizontalen Isobarenflächen AB, $A'B'$ heben sich und nehmen eine Neigung wie A_1B und $A_1'B'$ gegen den Bergabhang an (Fig. 212). Am Bergabhang selbst, der sich besonders auf der der Sonne gegenüber liegenden Seite stark erwärmt, entsteht ein aufsteigender Luftstrom. Die Folge ist ein Luftstrom im Thale von A

nach B und von da besonders an den am stärksten sonnenbeschienenen Seiten ein Aufstieg der Luft längs des Bergabhanges BB^1. Dies ist der sogenannte Thalwind. In der Nacht kühlen sich die Bergabhänge und besonders der Thalboden, wo die Luft staut, ab, die Luft fliesst von B^1 nach B und von da nach A umgekehrt wie am Tag, es herrscht Bergwind.

Die Berg- und Thal-Winde machen sich besonders stark in engen Thälern von relativ grosser Längsausdehnung bemerklich. Sehr bekannt in dieser Hinsicht sind das Engadin-Thal und das Bregaglia-Thal zwischen Chiavenna und dem Maloja-Pass. Die bei Tag herrschenden Thalwinde sind wie die Seebrisen kräftiger entwickelt als die nächtlichen Berg- bezw. Land-Winde.

Im Himalaya sind die Berg- und Thal-Winde sehr kräftig.

Der Walliser Thalwind weht vom Genfer See und ist gewissermaassen als eine Mischung von Thal- und See-Wind anzusehen. Die Luftdruckdifferenz zwischen Siders und Montreux, deren Entfernung in der Luftlinie etwa 50 km, längs des Rhône-Thales 77 km beträgt, erreicht, reduziert auf gleiche Seehöhe am Nachmittag (2—4 Uhr) nahezu 1 mm (höher in Montreux) und in der Nacht (4—6 Uhr) 0,72 mm (höher in Siders). Um 10^h früh und 8^h 40 abends ist der Unterschied Null.

Die mittlere Windstärke (um 1^h nachmittags) zeigt zu Siders folgenden jährlichen Gang (nach Beauforts Skala):

März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.
1,5	1,8	2,2	2,0	2,2	1,7	1,5	1,0,

welcher genau der Sonnenstrahlung folgt.

In höheren Breiten machen sich die Winde von täglicher Periode nur im Sommer geltend; in den Tropen sind sie das ganze Jahr hindurch kräftig.

Am Tag hüllt der aufsteigende Luftstrom die Berge nachmittags in einen Wolkenschleier, während sie in den Morgenstunden klar sind. Die Thalwinde üben auf die relative Feuchtigkeit an den Bergabhängen denselben Einfluss aus wie die Seebrise auf die Feuchtigkeit der Küstenstationen.

Im Winter sind die Kontinente kälter als die Meere und umgekehrt. Dieser Umstand veranlasst eine jährliche Periodicität der Windrichtung. Diese ist an der Küste des indischen Oceans am stärksten entwickelt, und der Name „Monsune“, den die Winde mit jährlicher Periode in diesen Gegenden führen, ist auf die ganze Erscheinung übertragen. Sie sind auch

an der asiatischen Ostküste sehr kräftig entwickelt und lassen sich sogar an der sibirischen Küste nachweisen. Auch an den Küsten des kaspischen Meeres sind Monsunwinde typisch entwickelt. Australien (besonders der nördliche Teil), sowie die afrikanischen Küsten besitzen Monsunwinde, ebenso Texas und die kalifornische Küste. In Europa treten sie ausser in Südost-Russland an der spanischen Küste auf.

Über dem indischen Ocean an der Südküste Asiens weht der Wind während des Winters in derselben Richtung wie der Passat, also von Nordost. Der Passatwind wird dadurch so verstärkt, dass er den Äquator überschreitet, wobei er zufolge der Erddrehung eine mehr west-östliche Richtung erhält. Die Zone der Calmen fällt dann südlich vom Äquator. Während des Sommers der nördlichen Halbkugel weht der Monsun vom Südwest nach der asiatischen Südküste. Durch seine Heftigkeit verhindert er die Entwickelung des Passatwindes nördlich vom Äquator; der Südost-Passat von der südlichen Halbkugel überschreitet den Äquator und wendet sich dann gegen Osten, wobei er direkt in den Südwest-Monsun übergeht, sodass keine Windstillengegend in dieser Jahreszeit im Indischen Ocean sich entwickelt. Dieser Sommermonsun ist viel heftiger als der Wintermonsun, weil die Temperaturdifferenz zwischen Land und Meer in diesen Gegenden im Sommer viel stärker als im Winter ist.

Wegen ihrer langen Dauer entwickeln sich die Monsunwinde zu viel grösserer Stärke und Mächtigkeit als die Land- und See-Winde. Untersuchungen darüber sind hauptsächlich in Indien unternommen worden. Der Wintermonsun reicht da bis zu etwa 1500 bis 2000 m Höhe und der Gradient vom Himalaya bis Ceylon erreicht im Mittel etwa 0,13 bis 0,14 mm pro Grad (im Januar 0,18 mm). In 2100 m Höhe ist der Gradient umgekehrt.

Beim Sommermonsun ist der Gradient etwa doppelt so gross (0,3 mm). In 2100 m Höhe herrscht derselbe Gradient mit 2—3 mal geringerer Stärke. Der Sommermonsun reicht demnach zu noch grösseren Höhen, die zu 3,5 bis 4,5 km berechnet sind.

Auf Java überschreitet der Monsun nicht 2000 m Höhe.

X. Luftwirbel.

Allgemeines über Luftwirbel. Im allgemeinen ist jede Bewegung der Luft ein Teil eines Luftwirbels, denn sonst würde die Bewegung irgendwo zu einer Aufstauung der Luft führen, was nur auf kurze Zeit und für unbeträchtliche Luftmassen möglich ist. Die zuletzt betrachteten Winde können auch als Luftwirbel angesehen werden, die sich um eine horizontale Achse drehen. Dabei ist im allgemeinen die obere rückfliessende Bewegung der Luft den Beobachtern an der Erdoberfläche weniger bemerkbar, so dass die Wirbelnatur erst bei einer genaueren Untersuchung hervortritt. Wenn man von Luftwirbeln spricht, meint man deshalb auch gewöhnlich nur solche mit mehr oder weniger vertikaler Achse, in welchen die wirbelnde Bewegung bei Beobachtungen an mehreren Stellen rund um die Achse des Wirbels an der Erdoberfläche deutlich hervortritt.

Schon oben haben wir gesehen (vgl. S. 685), wie um ein Barometer-Minimum oder -Maximum, zu welchem die Luftmassen an der Erdoberfläche hin oder von welchem sie wegströmen, zufolge der Erddrehung eine wirbelnde Bewegung entsteht. Die kreisende Bewegung der Luft ist gewöhnlich viel heftiger rund um die Minima, bei welchen auch der Gradient im Mittel viel höher ist wie bei den Maximis, die sich durch mässige Winde auszeichnen. Unter Luftwirbeln versteht man deshalb häufig nur die Bewegung der Luft um solche Minima, welche auch Cyklonen genannt werden.

Diese bilden sich in der gemässigten Zone an Stellen aus, wo ein starker Auftrieb der Luft an der Erdoberfläche, gewöhnlich infolge eines lokalen Temperaturmaximums, herrscht. Sie wandern dann hauptsächlich längs bestimmter Zugstrassen, die mehr oder weniger von Westen nach Osten gerichtet sind. Dabei können sie allmählich an Stärke zu- oder abnehmen.

Der Gradient in diesen Cyklonen übersteigt selten 4 oder 5, man hat aber einen Fall (in Schottland am 14. Okt. 1881) beobachtet, bei welchem der Gradient den Wert 13 erreichte. Noch viel grössere Gradienten kommen bei den kleinen Wirbeln, Typhonen oder Tromben vor, welche unerhörte Verwüstungen verursachen.

Die Richtung der Winde an der Erdoberfläche in der Nähe einer solchen Cyklone folgt dem Buys-Ballotschen Windgesetz. Eine nähere Untersuchung der Luftbewegungen in der Nähe dieses „Sturm-Centra" ist von Hildebrandsson und Clement Ley für Europa, von Clayton für die Vereinigten Staaten Nord-Amerikas ausgeführt worden. Sie bedienten sich dabei der synoptischen Karten, in welche die Isobaren und Windrichtungen eingezeichnet sind.

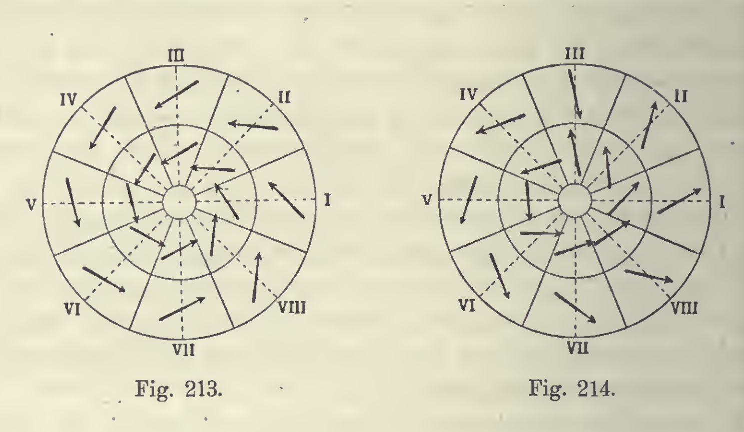


Fig. 213. Fig. 214.

Folgende Tabelle und Diagramme (Figg. 213 u. 214) enthalten eine Wiedergabe der Resultate einer grossen statistischen Untersuchung von Cl. Ley. Das Feld um das Centrum (Barometerminimum) ist in 8 Sektoren eingeteilt, von welchem der erste, mit I bezeichnet, sich 22,5 Grad nach rechts und 22,5 Grad nach links von der Zugrichtung des Centrums erstreckt. Das Centrum kommt demnach von der Mitte des Sektors V und zieht durch die Mitte des Sektors I, so dass in den Diagrammen die Zugrichtung des Centrums durch die horizontale Linie V—I dargestellt wird. Die Umgebung des Centrums ist in eine äussere, weiter vom Centrum gelegene, und eine innere, dasselbe umgebende Zone geteilt. Das erste Diagramm giebt die Richtung der Winde an der Erdoberfläche, das zweite die Zugrichtung der Cirrus-Wolken an. In der Tabelle geben die Winkelgrössen die Richtung des Windes nach rechts vom Gradienten an.

Mittlerer Winkel zwischen Gradient und Windrichtung

Sektor	Niedere Winde		Hohe Winde	
	Innere Zone	Äussere Zone	Innere Zone	Äussere Zone
I	58°	48°	135°	152°
II	53	52	130	163
III	65	62	172	355(?)
IV	81	80	106	99
V	77	79	90	26
VI	74	76	51	101
VII	64	66	73	124
VIII	55	54	102	146

Die mit einem Fragezeichen bezeichnete Ziffer ist sehr unsicher, da sie auf wenige sehr verschiedenartige Messungen begründet ist. Mit Ausnahme dieser einen zeigen alle übrigen Ziffern einen sehr ausgeprägten regelmässigen Gang. Die niederen Winde weichen alle um weniger als 90°, im Mittel 66° für die innere, 65° für die äussere Zone, nach rechts von dem Gradienten ab. In den Sektoren III und VII kommt die Abweichung nahe an diesen Mittelwert, in den Sektoren I, II und VIII auf der Vorderseite der Cyklone ist die Abweichung geringer, im Mittel 55° bezw. 51°, auf der Hinterseite grösser, 77° bezw. 78°.

Die höheren, durch den Gang der Cirrus-Wolken angegebenen Winde, divergieren vom Centrum im Gegensatz zu den niederen konvergierenden Winden. Nur die inneren Winde in den Sektoren VI und VII haben eine Komponente gegen das Centrum gerichtet.

Die oberen Winde wehen demnach meist vom Centrum hinaus. Sie weichen dabei nicht wie ein direkt vom Centrum fliessender Luftstrom nach rechts vom Leitstrahl vom Centrum ab; das beweist, dass sie mit einer starken Geschwindigkeit, die nach links vom Leitstrahl gerichtet ist, in die höheren Schichten hinaufkommen. Die Luft rund um das Centrum bewegt sich nämlich in einer Art Schraubenlinie (vgl. S. 687). Die Luft, welche oben ankommt, besitzt demnach eine Bewegung mit einer starken Komponente zur linken Seite des Leitstrahls vom Centrum. In einer bestimmten mittleren Höhe, wo die Schraubenlinie ihre stärkste Krümmung besitzt, wehen die Winde senkrecht zu dem Leitstrahl.

Wegen der starken Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe können diese Wirbel keine grosse Höhe besitzen. Damit nämlich die Wirbel ungeschwächt bleiben, muss ebenso viel Luft oben abfliessen wie unten hinströmt. Der Luftdruck sinkt auf 380 mm in 5,5, auf 190 mm in 10,3,

auf 95 mm in etwa 15 und auf 76 mm in etwa 16,6 km Höhe. In 33 km Höhe ist der Druck auf ein Prozent desjenigen an der Erdoberfläche vermindert. Da nun keine ganz ausserordentliche Geschwindigkeiten in den höchsten Luftschichten beobachtet worden sind, so können die betreffenden Strömungen nicht genug Luft vom Centrum abführen, sondern man muss annehmen, dass schon in 10 bis 15 km Höhe die Schraubenlinie der Luftbewegung parallel zur Erdoberfläche verläuft. Eine Cyklone, deren horizontaler Durchmesser mehrere hunderte, bisweilen sogar tausende von Kilometern erreicht, hat im Vergleich eine sehr mässige Höhenerstreckung, höchstens einige wenige (2 bis 5) Prozent der horizontalen Dimensionen. Daraus ist ersichtlich, wie gering die vertikalen Luftbewegungen im Vergleich mit den horizontalen sind.

Es wäre unrichtig sich vorzustellen, dass dem Wirbel, während er sich fortbewegt, immer dieselben Luftteile angehören. Im Gegenteil, aus der unten konvergierenden Bewegung der Luftmassen geht hervor, dass immer neue Luftmassen an der Bewegung teilnehmen, woraus auch mit Notwendigkeit folgt, dass sie oben wieder aus der Cyklone austreten, falls dieselbe weiter fortbesteht.

Die zuströmende Luft füllt die Barometer-Depression aus, die abströmende verstärkt sie; nach der Seite, wo diese Verstärkung am meisten die ausfüllende Wirkung der zuströmenden Luft übertrifft, bewegt sich das Centrum der Cyklone hin. Es ist selbstverständlich, dass die Reibung der Winde an der Erdoberfläche die Bewegung der Cyklone hemmt und ihre Ausfüllung beschleunigt. Die Cyklonen behalten auch ihre Kraft beim Gang über dem Meer, sie werden dort sogar verstärkt, falls die Temperaturverhältnisse dafür günstig sind, sobald sie aber über feste Erdoberfläche hingewandert sind, nehmen sie gewöhnlich an Stärke ab und vergehen allmählich.

Das Wetter in der Nähe der Cyklonen. Bevor die Gesetze der Bewegungen der Cyklonen bekannt waren, suchte man alle meteorologischen Erscheinungen, wie Barometerdruck, Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w., die sogenannten meteorologischen Elemente, mit der Windrichtung in Zusammenhang zu bringen. Es war ja selbstverständlich, dass, sobald der Wind aus einer wärmeren Gegend weht, welche nicht allzu trocken ist, er höhere Temperatur und Feuchtigkeit mitführen muss, und bei Abkühlung zu Wolkenbildung und Niederschlag führen kann. Man konstruierte für die verschiedenen Beobachtungsstationen, um die gefundenen Regelmässigkeiten darzustellen, eigenartige Diagramme, sogenannte Wind-Rosen, z. B. die barische Wind-Rose, die thermische Wind-Rose u. s. w., welche

den Zusammenhang zwischen der Windrichtung und den meteorologischen Elementen, wie Barometerdruck, Temperatur u. s. w. angeben sollten. Diese Wind-Rosen können wohl zur Kennzeichnung des Wetters dienen; seitdem aber die Windrichtungen als von dem Barometerdruck abhängig erkannt worden sind, benutzt man die Wind-Rosen zur Charakterisierung des Wetters ziemlich wenig, und man hat statt dessen angefangen, die Verteilung der meteorologischen Elemente in der Umgebung der barometrischen Maxima und Minima, welche als primäre Erscheinung betrachtet werden, zu studieren. Als Beispiel der alten Doveschen Darstellung mögen die barischen und thermischen Wind-Rosen für Mittel-Europa angeführt werden, welche die Abweichungen des Luftdruckes in mm, der Temperatur in Grad C., von dem Mittelwert bei verschiedenen Windrichtungen angeben.

		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Schwankung
barische Rose	Winter	1,9	**2,7**	1,9	—0,1	—2,0	*—2,7*	—1,8	0,0	5,4 mm
	Sommer	**2,0**	1,9	0,8	—0,6	—1,7	*—1,8*	—0,8	0,9	3,8 „
thermische Rose	Winter	—3,0	*—3,9*	—3,2	—1,3	1,3	**3,1**	2,4	—0,4	7,0° C.
	Sommer	—0,1	0,9	1,7	**2,2**	1,7	0,2	—1,0	*—1,0*	3,2 „

Wenn man jetzt die Lage eines Ortes in Bezug auf die nächstliegende Cyklone kennt, so ist damit auch die Windrichtung am selben Ort mit recht grosser Genauigkeit gegeben und ebenso die Abweichung der Temperatur, Feuchtigkeit u. s. w. von dem für den Ort und die Jahreszeit normalen Wert. Weiter kann man mit recht grosser Wahrscheinlichkeit die Bewegungsrichtung des Sturm-Centrums und damit die wahrscheinliche Änderung des Wetters in der nächsten Zeit vorhersagen.

Eine kurzgefasste Übersicht dieses Zusammenhanges, welche sehr stark von lokalen Umständen, wie Lage des Meeres oder Bergketten in der Nähe, abhängt, möge hier gegeben werden.

Die Form der Isobaren um ein Minimum ist meistens elliptisch mit einem Verhältnis der Achsen gleich etwa 1,8. Die mittlere Richtung der längeren Achse geht in Nordamerika und über dem Atlanten nach N 35° E, in Europa nach NE bis E. Der mittlere Durchmesser des Minimums, von 760 mm ab gerechnet, ist in Nordamerika über 1200, auf dem Atlanten etwa 1600 km. Durch Aufeinanderfolge mehrerer Minima können Depressionsgebiete von 10000 km Weite entstehen.

Die Isobaren liegen in Westeuropa gewöhnlich am dichtesten auf der Südseite der Cyklonen, in Amerika und Russland dagegen auf der

Westseite. Der Gradient ist im Mittel am grössten in einer kleinen Entfernung vom Centrum, wie folgende Tabelle von Kassner zeigt.

Entfernung vom Centrum	0—111,	111—222,	222—333,	333—444,	444—555	km
Mittlerer Gradient	2,7	3,2	2,9	2,7	2,8	mm
Entfernung vom Centrum	555—667,	667—778,	778—889 km			
Mittlerer Gradient	2,3	2,3	2,2 mm			

Die Windstärke hängt von der Grösse des Gradienten ab, ist also im allgemeinen am grössten auf der Süd- und West-Seite der Cyklone. Die Windstärke ist ferner da am grössten, wo die Zugrichtung der Cyklone mit der vorherrschenden Windrichtung zusammenfällt (im Sektor VII der Figg. 213 und 214).

Der Ablenkungswinkel der unteren Winde ist oben in Bezug auf die Lage zur Zugrichtung der Cyklone angegeben. Für die verschiedenen Weltgegenden gelten folgende Daten.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel
Nordatlant	76	*71*	74	81	79	**90**	**90**	79	80°
West- und Nord-Europa	63	*59*	61	61	67	70	72	**76**	68°
Mittel-Europa	34	43	45	48	**56**	51	40	*33*	44°
Vereinigte Staaten . .	*31*	—	43	—	**58**	—	40	—	43°
Schneekoppe 1600 m . .	66	98	**100**	81	67	66	52	*51*	74°

Der Ablenkungswinkel ist um so grösser, je geringer die Reibung, am grössten über den Atlanten (80°) und danach auf Höhenstationen (Schneekoppe 74°), am geringsten über dem Binnenland (Vereinigte Staaten 43° und Mitteleuropa 44°); die Küstenländer nehmen eine Mittelstellung ein. Kassner fand den grössten Ablenkungswinkel über dem Land in der westlichen, über dem Meer in der östlichen und südlichen, an der Küste in dem südlichen Quadranten. Dies hängt offenbar mit der Grösse des Gradienten in den verschiedenen Quadranten zusammen.

Der Ablenkungswinkel ändert sich wenig mit der Entfernung vom Centrum (vgl. S. 698), er ist meistens im Sommer etwas grösser als im Winter (in Europa im Mittel um etwa 3°), er wächst mit der Windstärke und folglich mit dem Gradienten, so z. B. fand Spindler für Liban:

Mittlerer Gradient . . .	1,54	1,99	2,56 mm
Mittlere Windstärke . . .	7,2	13,3	21,4 m pro Sek.
Mittlerer Ablenkungswinkel	61	64	70°

Im Schwarzen und Azowschen Meer ist der Gradient im Herbst und Winter bedeutend grösser als im Frühling und Sommer (2,3 bezw. 1,7 mm), womit auch entgegen der oben angeführten Regel der Ablenkungswinkel parallel geht (80⁰ bezw. 78⁰).

Auf der Äquatorseite (Sektoren VI—VIII) der Cyklonen dreht sich der Wind mit der Sonne (nach rechts), auf der Polarseite (Sektoren II—IV) dagegen gegen die Sonne (nach links) (vgl. Fig. 213).

Die Minima sind von charakteristischen Wolkenbildungen und Niederschlägen begleitet. Ihre Verteilung um das Minimum herum hängt

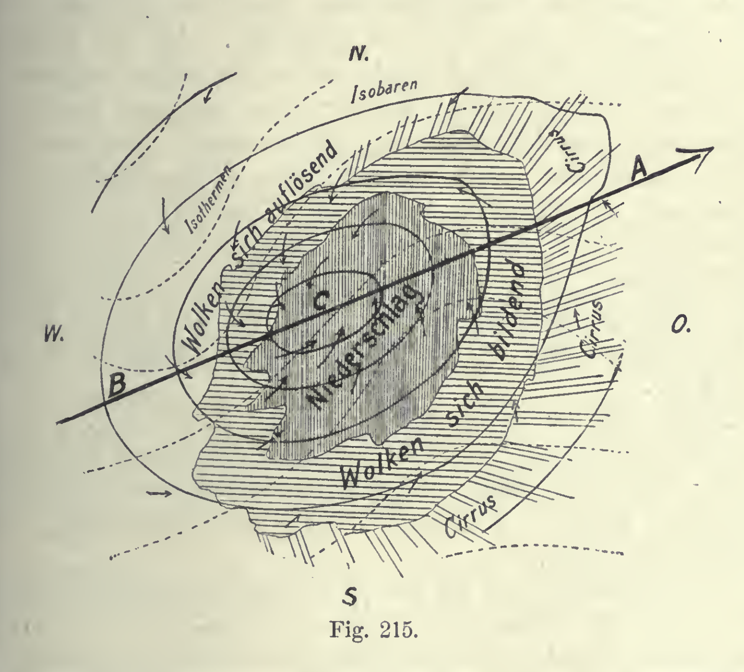


Fig. 215.

sehr von lokalen Umständen und den Jahreszeiten ab. So z. B. führen die östlichen Winde auf der Ost- und Nordseite des Minimums an der amerikanischen Ostküste Niederschlag mit, weil sie vom Atlanten kommen. In Europa sind dagegen die Südwinde und Westwinde (besonders im Winter) warm und feucht und führen Niederschlag auf der Südwest-, Süd- und Südostseite der Depression mit. Auf der Nordseite der Alpen sind die Süd- und Südostwinde trocken, auf der Südseite dagegen die Nord- und Nordostwinde wie gewöhnlich in Europa. Fig. 215 stellt die Verteilung der meteorologischen Elemente um ein nach NE hinwanderndes Barometerminimum dar. Mit Hilfe dieser Figur ist es leicht, sich über

die Wolken- und Niederschlagsverhältnisse beim Vorüberziehen eine Minimums zu orientieren.

Das Minimum ist von einer Wolkendecke begleitet, welche in Europa die grösste Ausdehnung nach SE besitzt, wo die warmen feuchten Süd- und Westwinde aufsteigen. Auf der Vorderseite ist es von einem Cirrus-Schirm umgeben, welcher schon vor dem Barometerfall als Vorbote des annahenden Minimums erscheint. Näher beim Minimum gehen die Cirri in Cirro-Strati und weiter hinein in dicke Alto-Strati über. Unter diesen erscheinen dann Fracto-Nimbi, die weiter gegen das Centrum in Regenwolken, Nimbi, übergehen. Der Niederschlag fällt in der Mitte und auf der Vorderseite der Depression. Auf der Hinterseite strömen kühle, trockne Winde herein, welche die Wolken auflösen.

Da der Ablenkungswinkel mit der Höhe zunimmt, wandern die Wolken, wenn man dem Winde den Rücken dreht, etwas nach rechts und dies um so mehr, je höher sie gehen. Der mittlere Winkel zwischen Windrichtung und Wolkenzug beträgt für Cumuli 14,5°, für Cirro-Strati 23° und für Cirri 30°. Die Cirruswolken divergieren von dem Barometerminimum hinaus. Die mittlere Bewegungsrichtung der Luftmassen fällt nahezu mit derjenigen der Isobaren zusammen. Das Fehlen der Cirri auf der Hinterseite der Cyklonen deutet auf eine absteigende Bewegung der Luft hin.

Lokale Winde: Föhn, Bora, Mistral, Scirocco u. s. w. Die Luftdruckverteilung, welche von der Lage der Cyklonen und Anticyklonen abhängig ist, kann bisweilen heftige Stürme verursachen, denen lokale Verhältnisse, besonders Richtung und Höhe der Gebirgsketten, Eigentümlichkeiten erteilen.

Sie unterscheiden sich von den oben genannten periodischen Winden dadurch, dass die Bedingungen für ihre Entstehung nur gelegentlich verwirklicht sind und nicht zu regelmässigen Zeiten wiederkehren.

Der bekannteste dieser lokalen Winde ist der in den Alpen häufig vorkommende Föhnwind. Wenn über Deutschland ein Minimum, über der lombardischen Ebene ein Maximum des Luftdruckes liegt, so fliesst die Luft nach Norden über die Alpen hinüber. Beim Aufstieg an den südlichen Abhängen der Alpen kühlt sich die meist sehr feuchte Luft ab und giebt gewaltige Regenschauer ab. Die Abkühlung beträgt dabei etwa 0,4—0,5° C. pro 100 m. Wenn dieselbe Luft auf der Nordseite der Alpen wieder hinunter sinkt, steigt ihre Temperatur aber viel schneller — um etwa 1° C. pro 100 m — als sie auf der Südseite gesunken. Die Luft kommt demnach in den mittleren und nördlichen Thälern der

Alpen, besonders Wallis, Nordostschweiz und Vorarlberg, wärmer an als sie am Südabhang dieser Bergkette aufgestiegen ist. Auf diese Weise entstehen plötzliche Temperatursteigungen von bis 10—12° C. und mehr, welche bei der Trockenheit der Luft eine ausserordentlich starke Verdunstung und ein geschwindes Abschmelzen des Schnees hervorrufen. Die Temperatur steigt dabei mitten im Winter auf 15—22° C., die Feuchtigkeit sinkt häufig auf 30 Proz., bisweilen sogar unter 10 Proz. (Bludenz 31. Jan. 1869 6^h V. M. 6 Proz.). Die starken, plötzlichen Schneeschmelzen verursachen häufig verheerende Überschwemmungen und bisweilen noch gefährlichere Erdrutsche. In den engen Thälern des Rheins, der Linth, der Reuss und der Rhône entwickelt sich der Föhn bisweilen zum Orkan. Durch seine Wirkungen und durch die Berührung mit dem kalten Boden verliert der Föhn bald seine Eigentümlichkeit und beim Austritt in die deutsche Ebene ist er gewöhnlich in einen normalen Südwind verwandelt.

Der Föhn kann auch entstehen, ohne dass der Wind von jenseits der Alpen kommt, es genügt häufig, dass er unter dem Einfluss einer gewöhnlich im Nordwesten liegenden Barometerdepression von den Bergkämmen der Alpen hinunterfliesst. Im Frühjahr, der Jahreszeit, in der der Föhn am gewöhnlichsten auftritt, ist der Temperaturunterschied in verschiedenen Höhen in den Alpen relativ gering und ein Herabsinken der Luft genügt, um ihr eine hohe Temperatur zu verleihen. Aus diesem Grund ist der Föhn im Frühling am gewöhnlichsten, im Sommer am seltensten. So kommen in der Schweiz auf 40,9 Föhntage pro Jahr 9,1 im Winter, 17,3 im Frühling, 4,9 im Sommer und 9,6 im Herbst vor. Zu Bludenz sind die entsprechenden Ziffern 10,6, 8,2, 3,1 und 10,0, zusammen 31,9 und zu Innsbruck 9,5, 17,0, 5,0 und 11,1, zusammen 42,6.

Auch auf der Südseite der Alpen tritt sogenannter Nordföhn auf, falls über dem Mittelmeer niedriger Luftdruck oder in den nördlichen Alpen hoher Luftdruck herrscht.

Der Föhnwind verläuft oft stossweise oder in kleinen Wirbeln, wodurch in den Wäldern mächtige Verheerungen entstehen.

Föhnähnliche Winde kommen in mehreren Gegenden vor, beispielsweise in dem Felsengebirge Nordamerikas, an der Westküste Grönlands.

Der Scirocco-Wind auf Nord-Sicilien, in Süd-Italien und besonders an der Nordküste Algiers und Tunesiens, zeigt grosse Ähnlichkeit mit dem Föhn; er steigt die Bergabhänge herunter und ist sehr trocken und ausserordentlich heiss. In anderen Fällen, wenn der Föhn-ähnliche Wind

direkt von dem Meer kommt, ist er feucht und verdankt seine Hitz den heissen Gegenden, aus welchen er stammt.

Bisweilen kommt die herabsteigende Luft aus einem so stark abgekühlten Hinterlande, dass sie trotz ihrer Erwärmung beim Abstieg starke Kälte mitbringt, dann nämlich, wenn ein kaltes Hochland stei gegen ein warmes (auf der nördlichen Halbkugel) südlich davon gelegenes Meer abfällt. Dies ist an der istrianischen Küste unter dem Karst, bei Novorossisk am schwarzen Meer, unter dem Kaukasus und an der provençalischen Küste unter den Seealpen und den Cevennen der Fall. Die betreffenden Winde werden Bora und Mistral genannt. Sie treten besonders häufig dann auf, wenn über dem Hinterland ein Barometermaximum mit starker Kälte liegt. Diese Winde kommen mit heftigen Stössen, Mazelle hat solche von 50—60 m Geschwindigkeit pro Sek. zu Triest konstatiert, obgleich die damals beobachtete Bora nicht unter den heftigsten war. Der heftige Wind treibt alles ins Meer, Eisenbahnwagen werden bisweilen von dem Mistral umgestürzt; bei Bora spannt man in Triest Seile längs des Hafens aus, um zu verhüten, dass Menschen ins Meer geweht werden. Die heftigen Windstösse zerpeitschen die Wellen, sodass über dem Meer eine Art von Nebel liegt. Bei Novorossisk frieren die hinaufgeschleuderten Wellen bei der starken Kälte in der Takelung der Schiffe und bringen sie fast zum Versinken im Hafen.

Diese Winde haben ein Maximum am Vormittag, ein Minimum um Mitternacht; sie laufen dem Temperaturunterschied zwischen dem warmen Meer und dem kalten Land parallel. Sie sind dementsprechend auch im Winter am heftigsten.

Diese Winde erstrecken ihre Wirkungen nicht sehr weit auf das Meer hinaus. Eine niedrige Küstenstrecke von einiger Breite vermildert sie auch beträchtlich.

Tropische Cyklonen und Typhonen. In den Tropen ist der Gang des Barometers sehr regelmässig, er wird nur äusserst selten durch das Vorüberziehen eines Barometerminimums gestört. Die Barometerminima in diesen Gegenden haben eine relativ geringe seitliche Ausdehnung, die Wirbelbewegung in ihnen ist dafür um so heftiger und sie stellen grosse Verheerungen auf dem Meer und an den Ufern an. Sie werden Cyklonen oder Typhonen genannt, den letzten Namen tragen sie in den ostasiatischen Fahrwässern. Sie sind sehr selten. In Westindien kommen jährlich 2 bis 3 vor, im bengalischen Meerbusen 2, im südindischen Ocean 9, im südlichen Stillen Ocean (neue Hebriden bis Samoa) 4. Doberck rechnet

jährlich 19 Typhonen. Die Häufigkeit der Stürme ist nach Maury folgende (auf 1000 Beobachtungen):

Breite	Häufigkeit
0—5 °	0,6
5—10	1
10—15	8
15—20	11
20—25	19
25—30	32
30—35	77
35—40	131
40—45	105
45—50	140
50—55	160
55—60	265

Es ist nur ein quantitativer Unterschied zwischen diesen eng begrenzten Wirbeln und den in unseren Gegenden gewöhnlichen von etwa 10 mal so grosser Ausbreitung. Man hat auch Fälle verfolgt, in welchen von Süden kommende heftige Cyklonen sich zu weitumfassenden Barometerminimis in nördlicheren Gegenden entwickelt haben. Man hat deshalb auch den Namen Cyklone auf die in temperierten Gegenden gewöhnlichen Wirbelstürme übergetragen. Die ursprünglich sogenannten Cyklonen werden jetzt als „tropische Cyklonen" bezeichnet.

Zufolge ihrer starken Konzentration weisen die tropischen Cyklonen ungewöhnlich grosse Gradienten auf. In einer Cyklone, die am 1. Okt. 1866 die Bahama-Inseln passierte, war der Druck im Centrum 703 mm und in 460 km Entfernung 754 mm, das Barometer sank 18 mm in einer Stunde und Gradienten bis zu 13—14 wurden beobachtet. In einer Cyklone vom Mai 1881, die im arabischen Meer auftrat, wurde ein Maximalgradient von 38 mm berechnet (in 56 km Entfernung vom Centrum). Für andere Entfernungen wurden folgende Mittelwerte gefunden.

Entfernung . . .	0—80	80—160	160—240	240—320	300—500	km
Gradient . . .	16,3	7,9	3,7	2,3	2,0	mm
Ablenkungswinkel	77	51	53	61	62	°
Windstärke . .	10,1	9,7	8,5	6,8	7,5	Beaufort.

Nach den Wirkungen der Cyklonen zu urteilen — Gebäude werden umgestürzt, Bäume entlaubt und entwurzelt, die ganze Vegetation wie vom

Feuer weggefegt — erreicht in ihnen die Windgeschwindigkeit mehr als 50 m pro Sek. Am 20. Okt. 1882 ging eine Cyklone über Manila, wo das Barometer in anderthalb Stunden von 745 auf 728 mm fiel, und das Anemometer eine Windgeschwindigkeit von 54 m pro Sek. registrierte, bevor es durch eine vom Sturm losgerissene Palme zerbrochen wurde. Bei der Cyklone vom 22. Sept. 1885 zu Falsepoint wurde 689,2 mm Druck beobachtet, zu Apia am 6. April 1850 sogar 687 mm, woran jedoch eine unbekannte Korrektion anzubringen ist. Dies sind die niedrigsten an der Meeresoberfläche beobachteten Luftdrucke.

Ebenso wie die gewöhnlichen Cyklonen enthalten diese heftigen eine mittlere Gegend der Windstille, welche das „Auge des Sturmes“ genannt wird. Der Durchmesser dieses Windstillengebietes erreicht 25 bis 50 km. Nur in der Mitte desselben herrscht vollkommene Windstille, die anderen Teile sind durch eine relative Windstille oder durch Windstösse aus verschiedenen Richtungen ausgezeichnet.

Die Luftmassen, welche sich dem Centrum des Sturmes nähern, werden zufolge der stetig zunehmenden Krümmung ihrer Bahn durch eine immer zunehmende Centrifugalkraft von der Mitte abgelenkt und ziehen sich während des Kreisens um den Mittelpunkt in die Höhe.

Auch in diesem Fall sind trotz der im Vergleich zu den gewöhnlichen Cyklonen stark reduzierten Querdimensionen des Wirbels die vertikale Komponente der Bewegung im Verhältnis zur horizontalen recht unbedeutend. Trotzdem ist die aufsteigende Bewegung sehr schnell, denn wenn z. B. die vertikale Geschwindigkeit nur 5 Proz. von der horizontalen ausmacht, und diese 40 m pro Sek. beträgt, so wird sie 2 m pro Sek. In einer Stunde wären demnach über 7 km — das ist nach der Schätzung von Doberck die mittlere Höhe der tropischen Cyklonen, vermutlich erreichen sie diese Höhe aber selten — in vertikaler Richtung zurückgelegt. Diese aufsteigende Bewegung veranlasst eine ausserordentlich starke Wolkenbildung rund um das Centrum herum und damit verbunden, äusserst heftige Regengüsse. Im Centrum selbst ist bisweilen der Himmel heiter oder die Wolken sind viel weniger dicht als in der Umgebung.

Die starke Kondensation des Wasserdampfes bewirkt, dass die vertikale Abnahme der Temperatur in der Cyklone sehr gering ist und sich geringer erhält als in der Umgebung, wodurch eine stetige saugende Wirkung der Cyklonenmitte beibehalten wird, und die Cyklone sich erhält.

Diese Dauerhaftigkeit der tropischen Cyklonen ist übrigens recht unbedeutend, sobald sie festen Erdboden mit grösserer Reibung erreichen.

Auch sind relativ unbedeutende Höhenzüge so grosse Hindernisse für sie, dass sie sich daran bald auflösen. Man schliesst hieraus, dass die tropischen Cyklonen eine erheblich geringere Mächtigkeit in vertikaler Richtung als die aussertropischen besitzen. Wenn sie nach höhere Breiten gelangen, vergrössern sich auch ihre Höhendimensionen.

Die tropischen Cyklonen entstehen, wie die Beobachtungen der indischen Meteorologen zeigen, wenn über dem Meer die Luftdruckverteilung kein entschiedenes Gepräge besitzt. Nach den Beobachtungen über bengalische Cyklonen entstehen sie in einem Windstillengebiet, das zwei verschiedene Windsysteme trennt. Es können unter solchen Verhältnissen ungleichmässig gerichtete Gradienten vorkommen, wodurch die Luftmassen in eine drehende Bewegung geraten. Dadurch entwickeln sich Fliehkräfte, welche eine saugende Wirkung im Centrum hervorrufen, wodurch neue Luftmassen hineingezogen werden. Wegen der geringen ablenkenden Wirkung der Erddrehung in den äquatorialen Gegenden können die Luftmassen ganz nahe an das Centrum herankommen, und zufolge der lange wirkenden Beschleunigung durch die Gradienten, auch wenn diese unbedeutend sind, eine starke Geschwindigkeit erhalten.

Helmholtz hat ein sehr anschauliches Bild gegeben, wie er sich die Entstehungsweise der Cyklonen vorstellte. Ein cylindrisches Gefäss, dessen Boden in der Mitte mit einem Loch versehen ist, ist mit Wasser gefüllt; man bringt das Wasser, während das Loch durch einen Pfropfen geschlossen sein mag, in mässige Drehung und zieht nun den Pfropfen aus, so fliesst das Wasser in der Nähe des Lochs aus. Dasselbe wird durch Wassermassen von mehr peripherischen Teilen des Gefässes ersetzt, welche grössere Geschwindigkeiten besitzen, die während des Strömens noch zunehmen. Wenn diese Wassermassen im Centrum angekommen sind, haben sie eine solche Fliehkraft, dass sich über dem Loch eine wasserleere Röhre bildet, die sich oben trichterförmig erweitert. Nur sehr wenig Wasser fliesst durch das Loch hinaus, und zwar solches, das durch Reibung am Boden seine Geschwindigkeit und damit Fliehkraft eingebüsst hat.

In den Cyklonen steigt ein Teil der Luft in der Nähe des Centrums auf, da die heftige Kondensation in den oberen centralen Schichten relativ hohe Temperatur hervorbringt.

Die tropischen Cyklonen bewegen sich in der Nähe des Äquators nach W mit einer polwärts gerichteten Komponente. In der Nähe der Wendekreise geht die Richtung nach W in eine solche nach E über.

Die polwärts gerichtete Komponente bleibt bestehen. Die Folge davon ist, dass die Bahnen der tropischen Cyklonen eine gebogene Gestalt, die derjenigen einer Parabel ähnelt, erhalten.

Die nach dem Pole gerichtete Komponente erklärt Ferrel so, dass auf der polaren Seite der Cyklone die zuströmende Luft stärker durch die Erddrehung abgelenkt wird als auf der äquatorialen Seite. Die Cyklone füllt sich deshalb auf der äquatorialen Seite rascher mit Luft als auf der polaren, woraus eine gegen den Pol gerichtete Bewegung des Barometerminimums resultiert. Die andere Komponente rührt von der vorherrschenden Windrichtung in der Umgebung her, ist also in dem Gebiete der Passaten nach Westen gerichtet, in höheren Breiten dagegen nach Osten.

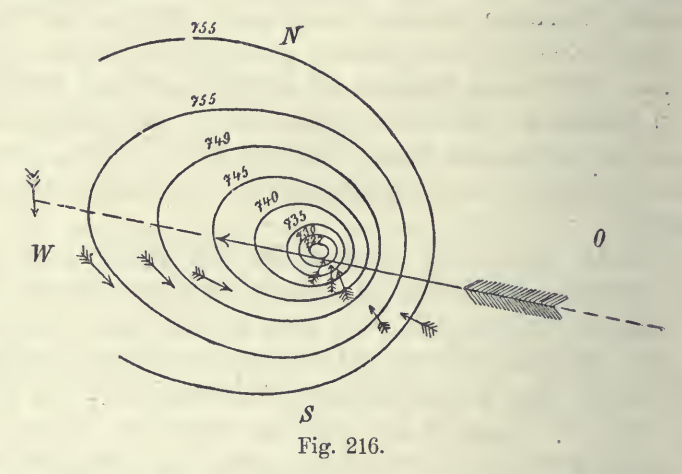


Fig. 216.

Der Ablenkungswinkel erreicht in den tropischen Cyklonen ungefähr denselben Wert wie in den aussertropischen. Er wechselt etwas mehr, zwischen etwa 36° und 92°, je nach der Lage des Quadranten, um einen Mittelwert von etwa 60° nach den Messungen, die in Cyklonen am bengalischen Busen gemacht worden sind. Wegen der relativ geringen Ausbreitung der tropischen Cyklonen sind sie ziemlich gleichmässig nach allen Seiten ausgebildet und speziell ist die Temperaturverteilung um das Centrum eine symmetrische. Aus diesem Grund sind sie leichter theoretisch zu behandeln, wie die aussertropischen Wirbel. Die Isobaren können nach Abercromby als Ellipsen dargestellt werden mit einem Achsenverhältnis 3:2 (Fig. 216).

Die tropischen Cyklonen führen durch die Heftigkeit ihrer Winde und durch den stürmischen Aufruhr der Wellen die Schiffe in ernstliche

Gefahren. Bei dem regelmässigen Gang des Barometers in den Tropen ist jedes abnorme Sinken des Luftdruckes ein Warnungszeichen, das die Nähe einer Cyklone verkündet. Nach Piddington entspricht:

Barometerfall pro Stunde	Entfernung vom Centrum
0,5—1,5 mm	500—300 km
1,5—2 „	300—200 „
2 —3 „	200—150 „
3 —3,8 „	150—90 „

Aus der Windrichtung bildet man sich nach dem Buys-Ballotschen Windgesetz eine Vorstellung über die Lage des Cyklonen-Centrums Dabei achtet man auch auf den Gang der Wolken in mittlerer Höhe, welche sich nahezu tangential zum Umkreise der Cyklone bewegen. Cirrus-Wolken umgeben die tropischen Cyklonen auf allen Seiten, während sie ausserhalb der Tropen nur auf der Vorderseite vorkommen. Die Cirrus-Streifen gehen bei den tropischen Cyklonen radial vom Centrum aus, was für die Beurteilung seiner Lage sehr wertvoll ist. Das Wolkenschild über der Cyklone hat einen Durchmesser von 1000—1500 km, wobei die Cirrus-Wolken weiter verbreitet sind als das niedere Gewölk. Die Wolkenbank ist dem Segler in 500—600 km Entfernung sichtbar. Die indischen Cyklonen führen starke Gewitter an allen Seiten, die westindischen sehr selten auf der Vorderseite. Auf der Nordhalbkugel wehen die Winde auf der rechten Seite der Cyklonenbahn in derselben Richtung, wie die Cyklone sich bewegt, deren Bahn, wie oben angegeben, recht regelmässig verläuft und deshalb ziemlich genau berechnet werden kann. Lenzt man also auf dieser Seite vor dem Winde, so läuft man Gefahr, in die Cyklonenbahn hineinzugeraten. Diese Seite wird deshalb die „gefährliche“ genannt. Das Centrum der Cyklone ist für den Segler sehr gefährlich, teils durch die heftige Kreuzsee, die infolge des verschieden gerichteten Wellengangs dort herrscht, teils wegen der Windstille, die die Segelschiffe vollkommen hilflos lässt.

Auf der linken Seite der Cyklone dagegen wehen die Winde in entgegengesetzter Richtung zu derjenigen, in der die Cyklone fortschreitet. Diese Seite wird deshalb die „fahrbare“ genannt. Die Windstärke ist dort auch viel geringer als auf der rechten Seite. Wenn ein Segler in die gefährliche Seite hineingeraten ist, muss er bestrebt sein, sich in senkrechter Richtung zur Cyklonenbahn zu entfernen. Er muss deshalb den Wind von der rechten Seite des Schiffes nehmen. Auf

der linken Seite der Cyklonenbahn ist es jedenfalls auch ratsam, von dieser abzusteuern, wobei der Wind von der linken Seite des Schiffes wehen muss. Auf der südlichen Halbkugel sind die Steuerregeln umgekehrt.

Bei dem Nahen einer Cyklone gegen die Küste steigen die Wellen über die Küstenniederung und können viel schlimmer verheerende Überschwemmungen hervorrufen als der eigentliche Wolkenbruch in der Cyklone, der bisweilen 250—400 mm Regen giebt. So z. B. hoben sich die Wogen unter einer Cyklone vom 1. Nov. 1876 3—14 m hoch über das grosse Ganges-Delta, wobei 7800 km² überschwemmt wurden und

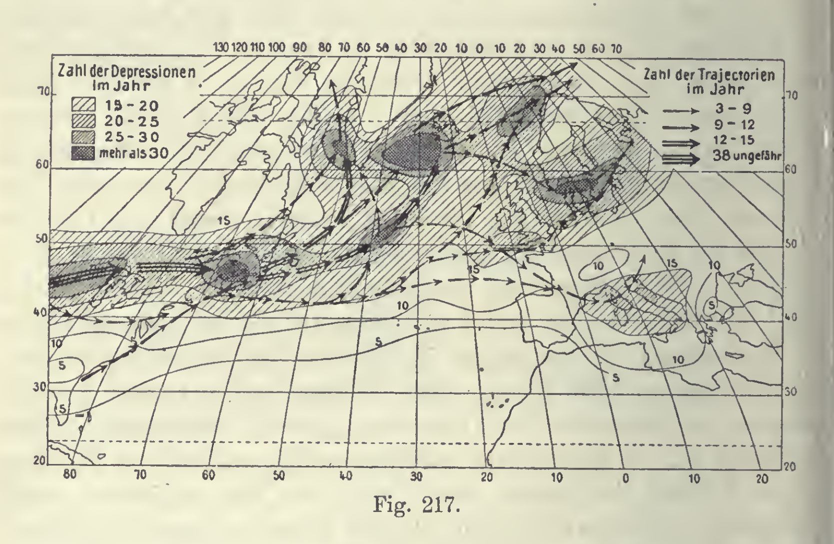


Fig. 217.

mehr als 100 000 Menschen den Tod fanden. Noch mehr Menschen (125 000) starben später an Hunger und Cholera. Eine ähnliche Sturmwelle zerstörte Galveston in Texas am 8. Sept. 1900. Als Vorboten der tropischen Cyklonen gelten Barometerfall, schwüle Luft, eine eigentümliche ziegel- bis kupferrote Farbe des Himmels, Cirrus-Schleier mit Höfen, Dünungen an der Vorderseite oft mehrere Tage vorher, Wolkenbänke mit Blitzen, bis 2—3 Tage vorher.

Die Zugstrassen der Barometerminima. Vergleicht man die synoptischen Karten von verschiedenen kurz nacheinander folgenden Zeiten, so findet man gewisse Regelmässigkeiten in der Art, wie die Cyklonen sich bewegen.

Fig. 217 giebt nach Köppen eine Karte über die nördliche Halbkugel zwischen dem nordamerikanischen Felsengebirge und Ural, auf

welcher die Häufigkeit des Vorkommens von Minimen durch Schraffierung und die Richtung und Frequenz der Zugstrassen durch Pfeile von verschiedener Stärke angegeben sind. Als Oberflächeneinheit ist dabei die von zwei Meridiankreisen, die 10 Längengrade voneinander entfernt sind, und den 50. und 55. Breitegraden eingeschlossene Fläche, als Zeiteinheit das Jahr genommen. Aus dieser Karte ersieht man, dass die Barometerminima südlich vom 30. Breitegrad äusserst selten sind (unter 5 pro Jahr), dass sie ebenfalls nördlich vom 50. Breitegrad auf dem amerikanischen Kontinent und im Osten des europäischen relativ selten vorkommen.

Dagegen giebt es recht scharf begrenzte Maximalgebiete (Häufigkeit über 30): 1) westlich von den grossen amerikanischen Seen, 2) über Neu-Braunschweig (an der Südküste von Canada), 3) westlich von der Südwestküste Grönlands in der Davis-Strasse, 4) zwischen der Südspitze Grönlands und Islands in der Dänemarkstrasse, 5) im Atlanten 51^0 n. Br. und 38^0 w. L., 6) ausserhalb der Lofoten-Inseln an der Nordwestküste Norwegens und 7) über Dänemark und Südschweden. Sekundäre Maxima mit einer Häufigkeit zwischen 20 und 25 pro Jahr liegen südwestlich von England und Irland, im Golf von Genua und im Norden des Adriatischen Meeres.

Die Hauptzugstrassen sind folgende: 1) die am meisten frequentierte geht in beinahe westöstlicher Richtung in Nordamerika längs des 46. Breitegrads. In der Nähe von Neufundland teilt sich dieselbe; ein Teil 2) biegt ab gegen Norden zur Davis-Strasse, die Mehrzahl der Cyklonen setzt aber den Weg 3) nach Nordosten gegen Island fort, von wo die Hauptmenge 4) weiter nach Nordosten gegen die Nordküste von Norwegen sich begiebt, während ein geringerer Teil 5) gegen ESE über der Nordsee und 5a) Mittelschweden oder 5b) Jütland und Südschweden gegen die Ostsee hinwandert. Eine relativ geringe Zahl von Cyklonen fängt ihre Laufbahn 6) an der amerikanischen Küste zwischen 30^0 und 40^0 n. Br. an, läuft dann längs des 43. Breitegrads über des Atlanten bis zu 45^0 w. L., danach geht die überwiegende Mehrzahl dieser Cyklonen 7) nach Nordosten ausserhalb den Küsten von Schottland und Norwegen, während eine geringe Zahl derselben 8) durch den englischen Kanal zur Ostsee hinaufdringt oder 9) nach Osten gegen den Busen von Biscaya oder Bretagne und von da zum Golfe von Genua und dem Nordteil des Adriatischen Meeres sich hinbewegt, um von da 10) zum Schwarzen Meere oder 11) nach den Ostseeprovinzen (im Sommer) hinzuwandern.

Die Zugstrasse 4) wird im Herbst und Winter bevorzugt, ebenso die

nahe damit zusammenfallende 7). Die Zugstrasse 5) wird auch im Winter 5a) im Vorwinter, 5b) im Spätwinter am meisten besucht, die 8) dagegen im Sommer und Herbst, während 9) im Winter die grösste Rolle spielt.

Die Cyklonen meiden die Gebirgsketten. Die Alpen und sogar der hochgelegene Teil Skandinaviens wird von ihnen umgangen, dagegen laufen sie durch die Nordsee über Kattegat und die schwedischen Seen oder über die niedrig liegenden Gegenden Jütlands und Schonens gegen die Ostsee und die finnländischen Seen zum Weissen Meer, oder sie werden nach dem Golf von Genua, dem Adriatischen und Schwarzen Meer abgelenkt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Barometerminima ist je nach den Umständen höchst verschieden und an den Stellen, wo ihre Frequenz Maxima besitzt, zeigen sie eine Neigung zu stocken. Sie beschreiben in diesen Gegenden bisweilen geschlossene Kurven. Für die mittleren Bewegungsgeschwindigkeiten hat man jedoch einige recht ausgeprägte Regelmässigkeiten gefunden.

So ist diese Geschwindigkeit in den Vereinigten Staaten grösser, 11,6 m pro Sek. (= 41,8 km pro Stunde), auf dem Atlanten und in West-Europa viel geringer, 7,8 bezw. 7,5 m pro Sek. (28,1 bezw. 26,9 km pro Stunde), nach Osten wiederum grösser, in Russland 9,4, in Japan 10,5 m pro Sek. (33,9 bezw. 37,8 km pro Stunde.) Sie ist grösser im Winter, 14,2 m in den Vereinigten Staaten, 12,4 m in Japan, 8,2 m im Nord-atlanten, 8 m in West-Europa, 10,8 m in Russland, als im Sommer 9,7 bezw. 7,8, 7,4, 6,6 und 8,0 m pro Sek. Man hat stationäre Minima und solche mit einer Geschwindigkeit von 35 m pro Sek. beobachtet. Im allgemeinen ist die Geschwindigkeit auf den frequentiertesten Zugstrassen am grössten.

Die meisten Barometerminima erscheinen in der kalten Jahreszeit. Von 100 Minimen, die über dem mittleren Atlanten zwischen 45° und 60° n. Br. auftreten, fallen auf:

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
20	17	11	5	2	2	2	3	2	6	13	17

Unter den Minimen, welche nördlich von Schottland sich den Küsten Europas zuwenden, kommen 36 Proz. auf den Winter, 29 Proz. auf den Herbst, 19 Proz. auf den Frühling und 16 Proz. auf den Sommer.

Die jährliche Periode der Cyklonen von langer Dauer ist folgende:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	5,3	3,9	1,2	2,6	13,0
Atlant	8,0	3,9	4,2	5,9	22,0
Europa	6,0	3,9	1,8	3,6	15,3

Die tiefsten Depressionen kommen im Winter, die flachsten im Sommer vor.

Wegen des grossen Einflusses der Cyklonen auf das Wetter hat man sich eifrig bemüht, ihre Tendenz die eine oder andere Bahn einzuschlagen in Zusammenhang mit der Verteilung meteorologischer Elemente zu setzen. Van Bebber hat folgende Regel gegeben: Liegen hoher Luftdruck und hohe Temperatur in derselben Richtung vom Barometerminimum, so verschiebt sich dasselbe in einer zum Druck- und Temperaturgradienten senkrechten Richtung, sodass hoher Druck und Wärme auf die rechte Seite der Bahn zu liegen kommen. Fallen die Gradienten des Druckes und der Temperatur in entgegengesetzte Richtungen, so bewegen sich die Minima nur schwach, werden stationär und ziehen sich in längliche Formen aus. Falls der eine Gradient schwach ausgeprägt ist, so richtet sich die Bewegung der Cyklone nach dem anderen stärker wirksamen Gradienten. Cl. Ley bemerkt eine Tendenz der Richtung der Cyklonenbewegung, einen Winkel von etwa 45° mit dem Gradienten des Temperaturgefälles zu bilden. Bei der Verwendung der van Bebberschen Regel muss man nicht nur auf den Druckgradienten in niedrigeren Luftschichten, sondern auch auf denjenigen in höheren Luftschichten Rücksicht nehmen.

Weil die Temperatur im Mittel nach Süden zunimmt, haben die Bahnen der Cyklonen eine allgemeine Tendenz nach Osten zu gehen. Im Winter liegt für Europa die hohe Temperatur nach Südwesten, senkrecht zu dieser Richtung liegt die Zugstrasse 9 über Frankreich oder in den Biscayabusen hinein, die im Winter häufig eingeschlagen wird. Im Sommer ist dagegen Russland stark erwärmt, was der Zugstrasse 11 entspricht. Der Verlauf der Isobaren im Winter zeigt einen ausgesprochenen Parallelismus mit den winterlichen Zugstrassen über dem Atlanten und längs der norwegischen Küste.

Die tropischen Cyklonen entstehen gewöhnlich an der Grenze zwischen dem äquatorialen Windstillengebiet und den Passatgegenden. Sie folgen den atmosphärischen Bewegungen in den unteren Luftschichten. Im Nordatlanten weht der Wind in einem grossen Wirbel, die Cyklonen folgen dieser Bewegung und folgen an der westindischen Seite den Isobaren, die das südatlantische Barometermaximum umschliessen. Dadurch erhält ihre Bahn eine parabolische Krümmung (vgl. S. 709). Dieselbe Form zeigen auch die Cyklonen im Indischen Ocean häufig. Bisweilen beschreiben sie aber Bahnen von sehr verwickelter Form, z. B. mit ge-

schlossenen Schlingen (z. B. die Cyklone, welche Manila am 5. Nov. 18 überschritt).

Die Bahngeschwindigkeit der tropischen Cyklonen ist sehr wec selnd; im allgemeinen ist sie geringer als diejenige der aussertropisch Wirbeln. Sie erreicht im Mittel etwa 6,5 m pro Sek. bei den wes indischen, 4 m pro Sek. bei den asiatischen Cyklonen.

Die tropischen Cyklonen zeigen im allgemeinen einen sehr au geprägten jährlichen Gang mit einem Maximum zur heissesten Jahre zeit, wie die folgende Tabelle zeigt:

	Br.	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	D
Antillen . . .	20° N.	2	1	3	—	—	2	13	27	24	19	6	3
Chinesische See	15° N.	1	—	—	2	4	6	19	22	26	11	6	3
Golf v. Bengalen	15° N.	2	—	1	8	18	9	3	3	5	27	16	8
Omansches Meer	15° N.	3	—	1	15	20	28	—	2	5	7	16	3
Südind. Ocean .	20° S.	24	25	18	12	4	1	—	—	—	1	5	10
Südteil d. Stillen Oceans	20° S.	29	19	28	5	1	—	—	—	1	1	4	12

Über den beiden Meerbusen östlich und westlich von der vorder indischen Halbinsel ist die allgemeine Regel durchbrochen, es zeige sich dort zwei Maxima im Frühling und Herbst. Dies beruht darauf, das in diesen Jahreszeiten ein Übergangszustand zwischen den entgegen gesetzt gerichteten Winter- und Sommer-Monsunen mit häufiger Wind stille besteht. Die anderen Cyklonenmaxima begleiten den Eintritt de äquatorialen Calmen in den betreffenden Gegenden im Sommer. In Atlanten südlich vom Äquator kommen keine Cyklonen vor, weil di äquatorialen Calmen sich nie dahin erstrecken. Die anticyklonalen Calme der Rossbreiten geben aus leicht verständlichen Gründen zu Cyklone keinen Anlass.

Anticyklonen. Wie rund um ein Barometerminimum ein Cyklone mit auf der Nordhalbkugel linksdrehenden, nach innen konver gierenden Winden entsteht, so bildet sich um ein Barometermaximun eine sogenannte Anticyklone mit rechtsdrehenden, an der Erdober fläche divergierenden Winden aus, die im Gegensatz zu den Winde im Cyklonensystem recht schwach sind. Dies beruht darauf, dass de Gradient in den Anticyklonen meistens (besonders im Centrum) relati gering ist, oder mit anderen Worten daselbst die Isobaren wenig dich liegen, was mit der gewöhnlich grossen Ausbreitung der Anticyklone zusammenhängt). Die gut begrenzten Anticyklonen besitzen meist

eine elliptische Form mit dem mittleren Achsenverhältnis 1,8 bis 1,9. Die Richtung der grossen Achse ist in Amerika im Mittel NE, in Europa und über dem Atlanten N 75° E, also nahezu nach Ost. Die Entfernung zwischen den Centren benachbarter Cyklonen und Anticyklonen ist in Amerika und auf dem Atlanten etwa 3800 km. Der mittlere Durchmesser der europäischen Anticyklonen (von 762 mm ab gerechnet) beträgt nicht weniger als 5000 km in nordsüdlicher, 7800 km in westöstlicher Richtung. Sie treten am häufigsten im Winter (Dez.—Jan. weist 79 Proz. derselben auf, dabei wurden nur Maxima von 787 mm ab mitgerechnet).

Die Anticyklonen verleihen oft der Witterung einen ausgesprochenen Charakter, weshalb ihre Eigenschaften eingehenden Studien unterworfen wurden. Man unterscheidet zwei Arten von Anticyklonen. Einerseits kommen grosse Anticyklonen vor, in denen die Luft langsam über einer grossen Fläche hinabströmt, oft zufolge starker Kälte. Sie sind relativ stetig und lagern häufig während mehrerer Tage oder Wochen über derselben Gegend. Von dieser Art sind die grossen Winter-Anticyklonen in Nord-Asien und solche Erscheinungen sind in Europa, besonders im Winter, nicht selten. Es sind dies die eigentlichen typischen Anticyklonen.

Andererseits giebt es auch, besonders in Nord-Amerika, kleine Anticyklonen, ausgebildet zwischen zwei Cyklonen, die sich in kurzem Abstand folgen. In diesen Maximis strömt die Luft herunter, welche in den nahe gelegenen Minimis hinaufströmt. Sie sind deshalb als eine Art Folgeerscheinungen der Minima anzusehen, deren Charakter, recht dicht liegenden Isobaren und relativ heftige Winde, sie teilen. Sie wandern auch relativ schnell mit den Cyklonen vorüber. Sie haben meist eine unregelmässige, oft bandförmige Gestalt.

In den eigentlichen grossen Anticyklonen herrscht eine grosse Ruhe der Luft und in ihren mittleren Teilen vollkommene Windstille. Der Himmel ist bei der absteigenden Bewegung der Luft ganz heiter und die Luft trocken, was im Winter eine heftige Ausstrahlung der Wärme zur Folge hat. Die abkühlende Wirkung der Ausstrahlung erstreckt sich auf die niederen Luftschichten, und dort bilden sich, wenn die Verdunstung der Bodenfeuchtigkeit Wasserdampf hingeführt hat, Nebel und niedrige Wolken, ohne dass jedoch Niederschlag eintritt. Die Bergkämme ragen aus diesem Nebelmeer heraus und haben zufolge der adiabatisch sich erwärmenden Luft warmes und zugleich schönes Wetter.

Anticyklonen, die durch strenge Kälte charakterisiert sind, kommen

häufig nach Schneefällen vor, weil der schlecht leitende Schnee die E wärmung der Erdoberfläche durch Zuleitung von Wärme aus tiefere Erdschichten verhindert. In diesem Fall verdunstet auch kein Wasse dampf aus dem Boden in die niedere Luft und man erhält unt solchen Umständen weder Nebel- noch Wolkenbildung. Die Temperatu sinkt dabei sehr tief unter die normale, besonders in der Nacht. Dies Kälte-Anticyklonen sind nicht so stabil wie die vorhin genannten grosse Maxima. Ein Minimum, das in die Nähe kommt, saugt die untere star abgekühlte Luft ab, die starke Kälte, welche sich nie sehr weit hinau erstreckt, verschwindet und damit auch das Maximum selbst.

Die Centra der Anticyklonen wandern wie diejenigen der Cyklone gegen Osten, aber weniger regelmässig wie diese. In Nord-Amerik kommen sie aus Nordwesten, einige aus Westen und ziehen nac Osten oder Südosten. In Europa ist ihre Zugrichtung folgendermaasse verteilt:

Nach .	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Prozent	3	13	**37**	30	10	3	*2*	*2*

Im Winter liegt die Richtung mehr nach Süden, im Sommer meh nach Norden.

Die meisten europäischen Anticyklonen entstehen in Europa.

Ihre Wanderungsgeschwindigkeit ist geringer als diejenige de Cyklonen. Sie beträgt im Mittel in km pro Stunde in folgende Ländern:

	Wint.	Frühl.	Sommer	Herbst	Jahr
Vereinigte Staaten	**42,0**	37,6	*35,7*	38,9	38,6 (= 10,7 m pro Sek.)
Europa	*24,5*	**26,4**	*25,5*	**26,4**	25,7 (= 7,1 „ „ „

Nach Russel wandern die australischen Cyklonen über dem Indische Ocean mit einer Geschwindigkeit von 13,7 m, über Australien mit eine von 12 m pro Sek. von West nach Ost. Diese Geschwindigkeit entspricht der mittleren Geschwindigkeit der atmosphärischen Strömung in diese Gegenden.

Cyklonen wie Anticyklonen wandern in Amerika schneller als in Europa vorüber, deshalb ist dort der Witterungswechsel viel heftiger als hier.

Der Ablenkungswinkel (nach rechts vom Gradienten) und die mittlere Windstärke in der Umgebung des anticyklonischen Centrums geht aus folgender Tabelle hervor:

Sektor der Anticyklone		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittel	
N.-Amerika,	Ablenkungswinkel	**59**		53		30		*27*		42	°
„	Windgeschwindigkeit	2,7		**2,9**		2,7		*2,3*		2,65	m pro Sek.
West- und Mittel- Europa	Ablenkungswinkel	59	*44*	*44*	46	60	**67**	62	60	55	°
	Windstärke, Ebene	1,9	1,9	*1,7*	2,0	2,4	**2,6**	2,3	2,0	2,1	m pro Sek.
	„ Höhenort	3,7	3,2	3,0	*2,8*	3,6	**3,7**	3,4	3,5	3,4	„ „ „

In Europa ist der Ablenkungswinkel und die Windstärke im südwestlichen Teil der Anticyklone am grössten, am geringsten im östlichen, ferner im Sommer grösser als im Winter, wie bei den Cyklonen. Der Zusammenhang der Windstärke mit der Entfernung vom Centrum ist wie folgt:

Entfernung vom Centrum	111	222	333	444	556	667	778 km
Windgeschwindigkeit . .	2,4	2,7	2,9	3,0	3,0	2,9	2,9 m:Sek.

Der kontinuierliche Übergang des Gradienten, der Windstärke, des Ablenkungswinkels, des Krümmungshalbmessers der Isobaren und der Temperatur der Erdoberfläche in Europa und Amerika geht aus folgender Zusammenstellung von Loomis hervor. Dabei ist zu beachten, dass der Krümmungshalbmesser an der Grenze zwischen Cyklone und Anticyklone unendlich gross wird.

Atlantischer Ocean und Europa. Mittlere Breite 51—56° N.

Luftdruck . .	740-45,	45-50,	50-55,	55-60	60-65,	65-70,	70-75,	75-80,	80-85,	85-90 mm
Gradient . . .	3,5	3,4	3,1	3,1	2,9	2,7	2,5	2,3	2,1	1,9 „
Windstärke .	12,5	12,4	12,2	11,3	9,7	8,4	7,3	6,3	5,5	4,8 m pro Sek.
Ablenkungswinkel . .	57	56	56	55	53	49	46	42	39	38 Grad
Krümmungshalbm. . .	1030	1190	1360	1540	1540	1340	1130	901	650	370 km

Vereinigte Staaten von Nordamerika. Mittlere Breite 45° N.

Luftdruck . .	732-37,	37-42,	42-47,	47-52,	52-57,	57-62	62-67,	67-72,	72-77,	77-82 mm
Gradient . . .	3,7	3,4	3,1	2,9	2,8	2,7	2,6	2,5	2,3	2,1 „
Windstärke .	12,2	11,8	11,4	11,1	10,6	10,3	9,7	9,0	8,2	7,2 m pro Sek.
Ablenkungswinkel . .	53	52	50	49	48	47	46	45	43	41 Grad
Krümmungshalbm. . .	250	410	580	770	970	1180	1060	840	610	350 km
Temperatur .	—2,1	—2,1	—1,9	—1,7	—1,9	—3,2	—6,2	—10,1	—14,1	—17,4 Grad C.

Die niedrige Temperatur und ihre starke Abnahme mit steigendem Barometerdruck beruht darauf, dass weitaus die meisten untersuchten Fälle auf den Winter fallen.

Die vom Centrum divergierende Windrichtung geht schon in einer Höhe von einigen km in eine zum Centrum konvergierende über. Die

neutrale Fläche liegt in den Anticyklonen tiefer als in den Cyklonen. Nach den Angaben des Wetterbureaus in Nord-Amerika erstreckt sich die cyklonische sowie die anticyklonische Luftbewegung nur auf eine dünne Schicht von 4—5 km Höhe und bis zu einer Entfernung von 750 bis 1500 km vom Centrum (sie sind jedenfalls höher in Europa).

Die Temperaturverteilung in den Cyklonen und Anticyklonen. Im Winter sind, wie Loomis Tabelle zeigt, die cyklonischen Gebiete wärmer als die anticyklonischen. Dies hängt mit der Bewölkung im Cyklonengebiet und der Heiterkeit des Himmels in dem anticyklonischen eng zusammen. Diese Überlegenheit der cyklonischen Gebiete erstreckt sich jedoch nur auf ein par km Höhe und ist gewissermaassen als eine störende Folge der Nähe der Erdoberfläche anzusehen. In höheren Schichten ist zufolge der adiabatischen Volumsveränderung die Cyklone meist kalt, die Anticyklone warm.

Damit hängt zusammen, dass die Abnahme der Temperatur mit der Höhe in den Cyklonen sehr viel schneller vor sich geht als in den Anticyklonen. Dies tritt in folgenden Angaben über die Temperaturabnahme mit der Höhe (von 500 bis 3500 m) im Winter in den Ostalpen (7^h *a*) hervor:

					Centrum der	
Quadrant des Minimums .	E	S	W	N	Anticyklone	Cyklone
Temperaturabnahme pro km	4,0	4,1	6,3	4,7	1,5	5,8

Die Abnahme ist im Anticyklonencentrum sehr gering (es herrscht Temperaturumkehr bis zu 2000 m Höhe), danach kommen die östlichen und südlichen Quadranten des Minimums (in welche relativ warme Luft hineinströmt), dann der Nordquadrant und das Centrum der Cyklone und zuletzt der Westquadrant, in welchen kalte Luft hineinströmt. Der Temperaturunterschied zwischen anticyklonischem und cyklonischem Gebiet, sowie zwischen deren Centra in folgenden Höhen, beträgt:

Höhe .	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500
Gebiet .	— 5,9	+ 0,5	+ 4,3	+ 7,7	+ 8,6	+ 7,5	+ 4,8
Centrum	— 10,5	— 2,8	+ 2,7	+ 5,9	+ 7,1	+ 6,0	+ 2,6

Von 1000 m ab sind die anticyklonischen Gebiete wärmer als die cyklonischen (im Winter, im Sommer sind sie durchweg wärmer). Zu denselben Resultaten führen die Messungen in Ballons oder mit Drachen. Unten (Kap. XI) finden sich einige bezügliche Ziffern.

Wegen der ungleichmässigen Temperaturverteilung rund um das Barometerminimum, Kälte gegen Westen und Wärme gegen Osten

nimmt der Druck mit steigender Höhe im Westen schneller als im Osten ab. Aus diesem Grund muss das Centrum sich mit steigender Höhe nach Westen verschieben. Ebenso verschiebt sich gleichzeitig das Centrum mit steigender Höhe gegen Norden. Angot hat diese Verschiebung in 1500, 3000 und 4500 m Höhe aus den vorhandenen Daten berechnet und durch nebenstehende Zeichnungen (Fig. 218—221) versinnlicht. Dabei hat jedoch Angot mit einer gleichmässigen Temperaturabnahme von 0,6° C. pro 100 m gerechnet. Falls er die stärkere Tem-

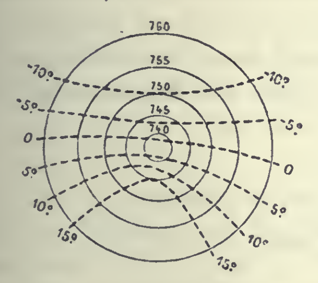


Fig. 218. (Erdoberfläche.)

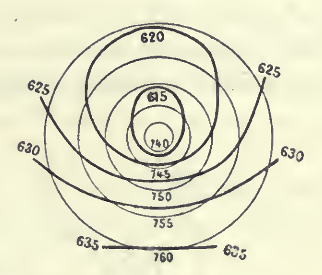


Fig. 219. (1500 m Höhe.)

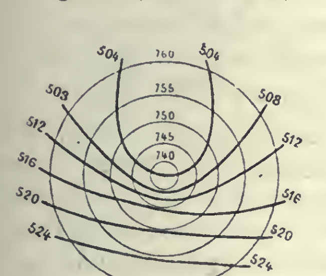


Fig. 220. (3000 m Höhe.)

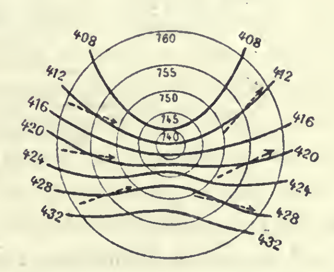


Fig. 221. (4500 m Höhe.)

peraturabnahme auf der nördlichen und speziell auf der westlichen Seite (verglichen mit der östlichen und südlichen) berücksichtigt hätte, so würde das Centrum mit steigender Höhe sich mehr gegen Nordwest verschoben haben.

Die Pfeile in Fig. 221 deuten an, dass die Winde in 4500 m Höhe nur eine schwache Beeinflussung von der Cyklone erleiden. In grosser Höhe verschwinden die Gradienten auf der Nordseite der Cyklone beinahe gänzlich. Der Gang der Cirri in oberen Schichten in Amerika beweist das. Die stark ausgeprägten Cyklonen bestehen deshalb nur bis zu mässigen Höhen.

Grenzgebiete der Cyklonen und Anticyklonen. Die Fig. 222 stellt nach Abercromby die gewöhnlichsten und wichtigsten Typen der Luftdruckverteilung dar. Dieselben sind ausser Cyklone und Anticyklone Teilminimum, V-förmige Rinne, beide als Abzweigungen der Minima anzusehen, Keil, welcher ein Vorstoss eines Maximums ist, Sattel, ein Gebiet von etwas niedrigerem Luftdruck zwischen zwei Maximis, und die geradlinige Isobare.

Ebenso wie die Cyklonen im allgemeinen die Witterung beherrschen, so haben auch ihre obengenannten Abzweigungen unter den genannten „Typen“ die grösste Bedeutung.

Die Teilminima entstehen gewöhnlich an der westlichen oder südöstlichen Seite der grossen Cyklonen, welche von Amerika nach Europa

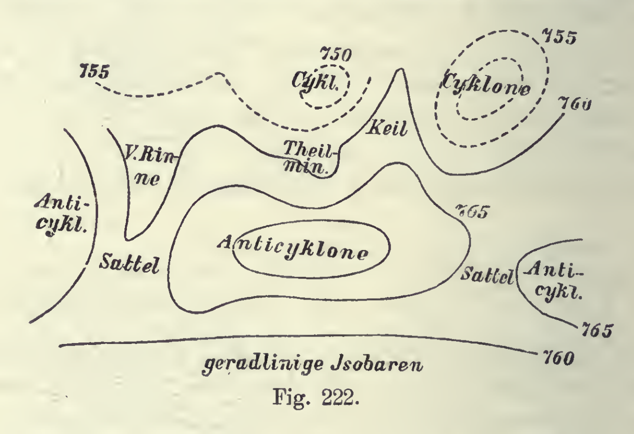


Fig. 222.

wandern. Die Teilminima an der Westseite wachsen häufig an Stärke und treten dann bisweilen mit starken Gradienten und heftigen Winden auf, die um so gefährlicher sind, als sie oft nicht vorausgesehen werden können. Sie bewegen sich parallel dem Hauptminimum, oft mit einer der Hauptwindrichtung in demselben gleichgerichteten linksdrehenden Bewegung.

Diese Teilminima sind für die europäischen Verhältnisse von grosser Bedeutung und ihr plötzliches Auftreten erschwert die Wetterprognosen in hohem Grade. Sie erstrecken sich meist nur auf die niedrigen Luftschichten, sodass die Bewegung der oberen Wolken nicht von ihnen beeinflusst wird.

Die Teilminima auf der Südostseite der Hauptminima haben gewöhnlich eine geringere Bedeutung. Sie führen in Europa häufig Gewitterbildung, in Amerika Entstehung von Tromben herbei.

Die V-förmigen Rinnen, die in eine Spitze auslaufen, haben gewöhnlich eine nordsüdliche Richtung mit der Spitze gegen den Äquator. Auf der Vorderseite herrschen Winde vom Äquator, auf der Hinterseite solche vom Pol, beide mit einer westlichen Komponente. In der Mitte treten Böen auf. Sie spielen in Australien und Südamerika eine grosse Rolle, und bringen dort plötzliche Veränderungen der Windrichtung, begleitet von starkem Temperaturwechsel, gewöhnlich mit Gewitter und Regen verbunden, hervor. In Europa sind die Wechsel viel weniger schroff.

Die keilförmige Verteilung des Luftdrucks bietet gewissermaassen einen Gegensatz zu der V-förmigen Rinne. Die Gradienten und Winde dabei sind jedoch viel schwächer, sodass der Umschlag der Witterung beim Vorüberstreichen der „Zunge" recht unbedeutend ist. In der Mitte der Zunge herrscht bisweilen schönes Wetter bei relativ niedrigem Luftdruck.

Auch in dem Sattel zwischen zwei Anticyklonen sind die Gradienten und Winde schwach. Im Sommer bilden sich daselbst häufig lokale Gewitter aus.

Bei den geradlinigen Isobaren, welche häufig, in nord-südlicher Richtung verlaufend, in Europa vorkommen, herrschen im Westen südliche Winde mit warmem Wetter vor, sobald der Luftdruck im Osten hoch ist. Gegen Osten herrscht im Winter grosse Kälte, im Sommer dagegen grosse Hitze, der anticyklonalen Luftdruckverteilung entsprechend. Sobald der Luftdruck im Westen hoch ist, führen dagegen nördliche und nordwestliche Winde kaltes nasses Wetter über West- und Süd-Europa. Im Winter kommen dabei häufig Schneefälle in der Nähe von kleinen von Nord nach Süd wandernden sekundären Depressionen vor. Im Frühling kommen bei dieser Luftdruckverteilung starke Kälterückfälle besonders an der Mittelmeerküste vor. Im Sommer kann England unter diesen Umständen schönes Wetter haben, wenn die Anticyklone, die gewöhnlich über den Azoren liegt, sich dahin ausbreitet. Die Trockenheit kann sich von da bis nach Frankreich erstrecken, während Mittel-Europa von starken Regengüssen, oft mit Überschwemmungen (z. B. auf der Nordseite der Ostalpen 1890, 1893, 1897, 1899) heimgesucht wird. Dabei ist der Barometerstand recht hoch. Diese Witterung, die in letzter Zeit nicht selten vorgekommen ist, zeigt eine recht grosse Beharrlichkeit.

Die Entstehung und Erhaltung der Wirbel. Die einfachste Art, sich die Entstehung eines Minimums vorzustellen, ist diejenige, welche oben (S. 686) erörtert wurde. Über einer stark erhitzten Stelle

steigt die Luft in die Höhe und von allen Seiten fliesst neue Luft zu, um die so entstandene Leere auszufüllen. Wenn die Luft trocken wäre, so würde sie sich für jede 100 m um 1° C. abkühlen und bald aufhören zu steigen. Deshalb erreichen beispielsweise die Seebrisen, welche auf der Erwärmung der Küste beruhen, nur einige hundert Meter Höhe. In der umgebenden Luft beträgt die Temperaturabnahme mit steigender Höhe etwa 0,6° pro 100 m und eine Temperaturerhöhung von 4° C. am Boden würde schon in 1 km Höhe ausgeglichen sein.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die aufsteigende Luft mit Feuchtigkeit gesättigt ist. In solchen Fällen kann (vgl. S. 584) die Temperaturabnahme pro 100 m gegen 0,4° C., folglich unter den normalen Betrag in der freien Atmosphäre sinken. Die Temperaturdifferenz an der Erdoberfläche wird sich dann mit der Höhe steigern und der Auftrieb der Luftmasse um so gewaltiger werden, je höher sie steigt. Nun ist wohl die Luft nicht mit Feuchtigkeit gesättigt, über dem Meer kommt aber eine relative Feuchtigkeit von 90 Proz. nicht selten vor. In einem solchen Fall sinkt die Temperatur beim Aufstieg der Luft erst um 1° pro 100 m, die Luft wird aber dabei bald gesättigt (nach der Abkühlung um etwa 2° C.), und danach tritt das langsame Sinken der Temperatur mit zunehmender Höhe ein. Angot hat ein Beispiel berechnet, in welchem die Temperatur der heissen Stelle gleich 25°, diejenige der Umgebung gleich 20° C. und der Feuchtigkeitsprozentsatz gleich 90 gesetzt wurde. Die Temperaturdifferenz sank dabei von 5° beim Boden auf 4,1° in 220 m Höhe, stieg dann von diesem Minimum auf 4,6° in 500, 5,4° in 1000, 7,0 in 2000 und 8,5° C. in 3000 m Höhe.

Die Luft befindet sich unter solchen Umständen gewissermaassen in einem labilen Zustande und wenn nur einmal die aufsteigende Bewegung eingeleitet ist, so wächst sie mit riesiger Gewalt und ruft einen Sturm hervor. Infolge der Erddrehung wird der Sturm zum Wirbel, dessen Fliehkraft, vereint mit der Wirkung der Erddrehung, die Ausgleichung des eingeschlossenen Barometerminimums verhindert.

Diese Theorie, die von Espy und Ferrel entwickelt ist, scheint im Ganzen sehr gut auf die tropischen Cyklonen zu passen. Die Bildung derselben über dem bengalischen Meerbusen ist Gegenstand sehr fleissiger Beobachtungen von Seite der indischen Meteorologen gewesen. Als Beispiel möge die verheerende Cyklone vom Ende Oktober 1876 angeführt werden.

Vom 10. bis 20. Oktober herrschte schönes Wetter und eine ausgeprägte Windstille über dem bengalischen Meerbusen. Im Küsten-

gebiete im Norden wehten sehr schwache Nordostwinde und über dem indischen Ocean im Süden wenig ausgeprägte Südwestwinde. Diese Winde waren so gerichtet, dass sie der Luft eine schwache cyklonische Bewegung erteilten. Die Windstille herrschte bis zu grossen Höhen, wie die Beobachtungen von den Bergstationen auf Ceylon zeigten.

Durch den heftigen Sonnenschein und die Windstille bildete sich eine ungewöhnlich hohe Temperatur über dem Meerbusen aus. Am 20. fiel im Süden etwas Regen. Ein schwaches Barometerminimum entwickelte sich darauf in der Mitte des Meerbusens, westlich von den Andamanen. Der Regen entwickelte sich zu einem Wolkenbruch, das Minimum wuchs an Stärke, die Winde nahmen zu. Am 29. Okt. befand sich an derselben Stelle eine wohl entwickelte Cyklone, die erst langsam, dann geschwinder nach Norden wanderte und in dem Centrum einen Druck von nur 715 mm aufwies. Am 1. Nov. um 3^h früh erreichte sie das Delta der grossen indischen Flüsse und erzeugte eine Sturmwelle, die ausserordentlich grossen Schaden anstellte. Nach einstündigem Wandern über Land stiess die Cyklone gegen die nur 1000 m hohen Berge von Tipperah, welche sie nicht zu überschreiten vermochte. Auf der anderen Seite des Gebirgszuges in Katschkar und Assam bemerkte man nur eine schwache Senkung des Barometerstandes.

Dieser Umstand lässt erkennen, wie gering die vertikale Mächtigkeit dieser Cyklone war, was auch daraus hervorgeht, dass während der Cyklone auf den Höhenstationen Ceylons Windstille herrschte.

Von der Temperaturverteilung in senkrechter Richtung weiss man nichts, dieselbe verstösst also nicht gegen die Theorie, wie diejenige der aussertropischen Cyklonen, die meist im Centrum kühler sind als in der Umgebung. Nur in Amerika hat man in letzter Zeit einige Cyklonen aufgefunden, die ein warmes Centrum hatten (etwa 5,5° C. über der Temperatur in den nachfolgenden Anticyklonen).

Die aussertropischen Cyklonen treten auch in der kalten Jahreszeit auf, wo man keine starke Erhitzung der Erdoberfläche als erste Ursache voraussetzen darf, und in der die Luft in der grössten Unruhe ist, was eine lokale Aufspeicherung der Hitze verhindert. Man hat sich daher genötigt gesehen, die Ferrelsche Theorie zu verlassen. Sie enthält jedoch sehr vieles, was auf die Cyklonen passt. Sie entstehen zum grössten Teil über den Meeren, die eine hohe Temperatur im Winter aufgespeichert haben und daher sehr viel wärmer als die naheliegenden Kontinente sind und über denen die Luft sehr feucht ist. Bei ihrer Fortbewegung wandern die Cyklonen mit Vorliebe über Meere, Seen oder andere feuchte

Gegenden, wo die Wirbelbewegung neue Nahrung findet. Endlich, wenn sie sich in kalte und trockne Gegenden verirrt haben, sterben sie meistens bald aus.

Wenn demnach auch die Wärme und Feuchtigkeit in der Cyklone nicht genügend ist, um die Temperatur des Centrums über derjenigen der Umgebung zu erhalten, so scheinen doch diese beiden Bedingungen günstig zu sein, indem sie eine all zu starke Abkühlung der Cyklone verhindern, welche sie bald vernichten würde.

Es muss also eine andere Ursache vorhanden sein, welche die aufsteigende Bewegung in den Cyklonen hervorbringt, wenn auch die Wärme und die Feuchtigkeit diese Bewegung unterstützen, sodass sie hauptsächlich an solchen Stellen zum Vorschein kommt, wo diese sekundären Bedingungen vorhanden sind. Man hat diese primäre Ursache in mechanischen Umständen gesucht. Es möge genügen, die Darstellung des hervorragendsten Autors auf diesem Gebiet wiederzugeben.

„Man muss demnach nach anderen Ursachen (als die von der Ferrelschen Theorie gegebenen) für die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel, namentlich der langlebigen grossen Wintercyklonen, suchen, und es scheint uns kein Zweifel darüber zu bestehen, dass dieselben in Störungen der atmosphärischen Cirkulation zu suchen sind. Grössere Temperaturunterschiede in der Richtung der Breitekreise, wie sie namentlich im Winter in hohem Grade zwischen Kontinent und Ocean sich einstellen, ändern das obere meridionale Temperaturgefälle und damit den meridionalen Gradienten. Dadurch werden, je nachdem dasselbe vermindert oder gesteigert wird, die rasch rotierenden Luftmassen des Polarwirbels entweder gestaut oder in ihrem Abfluss gegen den Pol hin beschleunigt. Die dadurch bedingten Druckänderungen pflanzen sich an der Erdoberfläche fort und erzeugen daselbst Barometermaxima und Barometerminima mit den sie begleitenden Luftcirkulationen. Die derart eingeleitete Störung schreitet dann mit der allgemeinen oberen Luftbewegung über die Erdoberfläche fort, wobei ihre Fortpflanzung nach Richtung und Geschwindigkeit von der daselbst präexistierenden Luftdruck- und Temperaturverteilung wesentlich beeinflusst wird. Die Energie dieser atmosphärischen Störungen findet ihr Äquivalent in der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit der oberen Luftcirkulation, der Polarwirbel leistet Arbeit auf Kosten seiner Rotationsgeschwindigkeit.“

„Aber nicht bloss die Temperaturdifferenzen zwischen Ost und West, auch Anomalien der vertikalen Temperaturverteilung können die atmosphärische Cirkulation zu Kraftäusserungen an der Erdoberfläche anregen

indem sie labile dynamische Gleichgewichtszustände schaffen und eine Massenmischung der unteren ruhenden und der oberen rasch bewegten Luftmassen veranlassen, welche die letzteren retardiert und ihnen dann gestattet, polwärts abzufliessen, was an der Erdoberfläche zur Bildung einer Barometerdepression Veranlassung giebt. Zwischen den kälteren oberen, aus höheren Breiten kommenden, und den wärmeren unteren, aus niedrigen Breiten stammenden und polwärts fliessenden Luftmassen, müssen häufig labile Gleichgewichtszustände eintreten, welche ein Eingreifen der oberen Cirkulation in die untere veranlassen, und damit Wirbelbildungen, denn alle lokalen Störungen der Luftbewegung müssen wegen der ablenkenden Kraft der Erdrotation in der Form atmosphärischer Wirbel auftreten. Es ist geradezu undenkbar, dass bei den Ungleichheiten der horizontalen Temperaturverteilung im Sinne der Breitekreise und den Verschiedenheiten der Temperaturschichtung in vertikaler Richtung Störungen der atmosphärischen Cirkulation zwischen den höheren und niedrigeren Breiten ausbleiben, und diese Störungen zugeben, heisst auch die Mehrzahl der atmosphärischen Wirbel und ihren Ursprung auf die grossen atmosphärischen Störungen zurückzuführen.“ (Hann, Lehrbuch der Meteorologie, S. 585.)

Die unten näher besprochene Cirkulationstheorie hat keine Schwierigkeit, diese Lücke zu füllen. In höheren Schichten (über 3000 m) ziehen die Wolken in aussertropischen Gegenden mit grosser Regelmässigkeit in östlicher Richtung mit einer schwachen Komponente gegen Norden. Die Geschwindigkeit ihrer Bewegung ist etwa anderthalb mal so gross im Winter wie im Sommer. Andererseits giebt es in unteren Schichten eine Rückströmung aus Nordwest, deren Geschwindigkeit nach den Wolken zu urteilen, ziemlich konstant und viel geringer als diejenige der höheren Strömung ist (etwa 35 Proz. derjenigen der Wolken im Winter in 8000 m Höhe). Die relative Bewegung der oberen zur unteren Luftströmung wird demnach im Winter etwa doppelt so stark wie im Sommer und ist im Winter nach ENE, im Sommer mehr nach NE gerichtet. Zufolge der Erddrehung besteht ein starkes Bestreben, die Luft der oberen Schichten im rechten Winkel zu dieser relativen Bewegungsrichtung, d. h. nach SSE zu treiben. In tieferen Schichten treibt die Kraft die Luft in entgegengesetzter Richtung. Diese Kraft hält im sogenannten stationären Zustand der Wärmewirkung das Gleichgewicht. Die Hitze in niederen Breiten strebt nämlich die Luft zu heben und zum Pole zu treiben, wo sie heruntersinken und zurückfliessen würde, wenn es die Erddrehung nicht hinderte. Beim Aufstieg

der Luft in der polaren Gegend und beim Heruntersinken in der Nähe der Rossbreiten entsteht eine Gegenkraft gegen die Bewegung. Diese Gegenkraft, die sehr stark an die gegenelektromotorische Kraft der Polarisation erinnert, ist an der Stelle des Hinuntersinkens nahezu konstant, dagegen an dem Platze des Aufstieges um so geringer, je feuchter die Luft daselbst ist, sowohl absolut als relativ. Bei geringer relativer Feuchtigkeit muss nämlich die Luft hoch steigen, bevor Kondensation eintritt, bei geringer absoluter Feuchtigkeit wird die Kondensation unbedeutend und daher die Abkühlung der Luft beim Aufsteigen gross.

Die Luft wird infolgedessen in höheren Breiten einer eventuellen Treibkraft an denjenigen Stellen am ehesten nachgeben, wo die grösste absolute und relative Feuchtigkeit herrscht, d. h. über dem Meer oder über grossen Seen, wie den amerikanischen, und vorzugsweise, wo das Wasser relativ warm ist.

Es kommt nun zu diesem Umstand ein anderer. Die Treibkraft der Erddrehung ist der relativen Windgeschwindigkeit in den oberen Luftschichten proportional. Zufolge der Trägheit der in Bewegung gesetzten Luftmasse und zufolge der bei eventuell eintretenden Stauungen auftretenden Druckkräfte, sowie zufolge des beinahe vollkommenen Mangels an Reibung wird die nach Osten gerichtete Strömung der höheren Luftschichten auf jedem Breitekreis einen nahezu konstanten Wert annehmen.

Die Kraft, welche die obere Luft nach Süden treibt, ist deshalb sehr nahe konstant. Ganz anders liegen die Verhältnisse mit der Wärmewirkung, welche der Temperaturdifferenz proportional gesetzt werden kann.

Betrachten wir demnach zwei Punkte, die in einer bestimmten Entfernung von einander in nord-südlicher Richtung liegen, so wird auf der nördlichen Halbkugel die Triebkraft in höheren Luftschichten von Süd nach Nord da überwiegen, wo die Isothermen am dichtesten liegen, diejenige von Nord nach Süd dagegen wo sie am entferntesten von einander liegen. Wie die Isothermenkarten Figg. 179 und 180 zeigen, ist dieser Unterschied im Winter am ausgeprägtesten, und die Stellen, wo die Isothermen sehr entfernt von einander sind, liegen über dem Meer, sowie Europa und Westsibirien, und in geringerem Maasse in der Nähe der grossen Seen Amerikas. Es sind dies die Weltgegenden, welche trotz hoher nördlicher Lage relativ viel Wasserdampf aufweisen.

An diesen Stellen entstehen infolgedessen aufsteigende Luftströme und damit Cyklonen und zwar vorzugsweise im Winter. Südlich von diesen

Gegenden breiten sich die Anticyklonen aus, welche, da sie nicht durch die Feuchtigkeit der Luft begünstigt werden, einen mehr diffusen Charakter besitzen. Andere Anticyklonen bilden sich über den kältesten Stellen der Kontinente aus.

Die Cyklonen folgen nun der Richtung der höheren Luftströme, wie wir schon von den tropischen Cyklonen bemerkt haben. Man erklärt das so, dass der herrschende Luftstrom den Wirbel mit Luft ausfüllt, wo er in denselben hineinweht, dagegen auf der anderen Seite Luft aus dem Wirbel heraussaugt. Das Luftdruckminimum verschiebt sich auf diese Weise in der Richtung der vorherrschenden Luftströme. Da in höheren Breiten die hauptsächliche Luftbewegung in den oberen Schichten vorsichgeht und zwar in der Richtung von West nach Ost, so haben auch die Wirbel das Bestreben, sich in dieser Richtung zu bewegen. Dabei muss der Wirbel aber auch die feuchtesten Wege wählen, denn wenn Feuchtigkeit fehlt, so wächst die Gegenkraft und der Wirbel erlischt. So hat Loomis bewiesen, dass die nordamerikanischen Wirbel, auf deren Vorderseite Regen fällt, im Mittel dahin wandern, wo die grösste Regenmenge fällt. Auch die Geschwindigkeit der Fortbewegung des Wirbels wächst mit der Länge der Strecke, auf welcher Regen fällt. Wenn diese Länge beispielsweise 590, 845 und 950 km betrug, so wurde eine mittlere Verschiebungsgeschwindigkeit des Cyklonencentrums von 24, 40 bezw. 63 km pro Stunde beobachtet.

In Europa, besonders im Westen, fällt der Regen nicht auf der Vorderseite der Cyklone, sondern auf ihrer Rückseite (West- und Südwestseite). Es liegt nahe, hierin den Grund zu sehen, dass die amerikanischen Cyklonen schneller und regelmässiger wandern als die westeuropäischen.

Die Hauptwege der Cyklonen folgen auch den Hauptzweigen des Golfstromes nach der Davis-Strasse, nach Island und nach den Küsten von Schottland und Norwegen. Wegen der Wärme des Golfstromes ist daselbst die absolute Feuchtigkeit die grösstmögliche. Die Zugstrasse über Frankreich gegen das Mittelmeer und das schwarze Meer wird im Winter eingeschlagen, wahrscheinlich weil die absolute Feuchtigkeit in Mitteleuropa dann zu gering ist.

Andererseits sieht man die Cyklonen in Gegenden, wo die Feuchtigkeit schnell (nach Osten) abnimmt, wie an der Nordwestseite Norwegens oder in der Ostsee, stocken bleiben, sich allmählich ausfüllen und verschwinden.

Man kann auch nach dem oben gesagten leicht verstehen, warum

die Cyklonen die Gebirgsgegenden mit ihrem geringen Gehalt an Wasserdampf meiden.

Wie oben (S. 721) gezeigt worden ist, neigt sich die Achse der Cyklone nach ihrer kalten Seite. In Amerika ist dies die Westseite, in West-Europa die Nordwestseite. Demzufolge trifft das Centrum der Cyklone in Amerika auf den Bergen später ein als in den Thälern. So erscheint es um drei Stunden verspätet auf Mount Washington (Höhe 1900 m), auf Pikes Peak (4300 m) sogar um nahezu sechs Stunden gegenüber der umgebenden Ebene.

Es ist auch oben erwähnt, dass in höheren Luftschichten der Gradient immer mehr dem Temperaturgradienten an der Erdoberfläche parallel gerichtet wird (S. 721). Die höheren Luftströme haben einen Ablenkungswinkel von nahezu 90° und verlaufen daher nahezu senkrecht auf den Luftdruckgradienten. Wenn demnach schon an der Erdoberfläche die Isobaren mit den Isothermen parallel verlaufen, so dass Temperatur und Druck in derselben Richtung abnehmen, so wird dies in allen Höhen der Fall sein. Die Cyklonen, welche im Mittel der Windrichtung folgen, verschieben sich dann parallel mit den (unteren) Isobaren mit dem niederen Druck auf der linken Seite. Geht dagegen das Temperaturgefälle unten in entgegengesetzter Richtung wie das Luftdruckgefälle, so verläuft der Luftdruckgradient unten in entgegengesetzter Richtung wie oben; die Bewegungsrichtung des Wirbels wird davon bestimmt, welche Richtung des Gradienten die überwiegende ist. Im allgemeinen wird die Cyklone eine Richtung einschlagen, die senkrecht liegt auf einer Richtung, die zwischen derjenigen des Temperaturgefälles und derjenigen des Druckgefälles liegt (vgl. S. 715). Dabei wird vorausgesetzt, dass die Feuchtigkeit rund um die Cyklone symmetrisch verteilt ist.

Zusammenhang der Witterung in verschiedenen Teilen der Erde. Hoffmeyer untersuchte die Cyklonen auf dem Atlanten und fand, dass die hohe Wintertemperatur West-Europas in dem engsten Zusammenhange mit den barometrischen Depressionen im nordöstlichen Zweig des Golfstromes steht. Eine Erhöhung der Mächtigkeit, Ausdehnung nach Nordosten und Temperatur dieses Zweiges des Golfstroms muss deshalb einen bedeutenden Einfluss auf das Winter- und Vorfrühlingsklima des Westen von Europa ausüben. Schon Sabine hat Schwankungen des Golfstromes nachgewiesen. Wird der genannte, an Schottland und Norwegen vorbeistreichende Teil des Golfstromes verstärkt, so nehmen die West- und Südwestwinde in West-Europa zu und

führen (in der kältesten Jahreszeit) eine milde Temperatur mit. Wegen des grossen Wärmeinhalts des Meeres müssen diese Schwankungen eine gewisse Dauerhaftigkeit zeigen.

Pettersson zeigte nun, dass ein sehr enger Zusammenhang zwischen der Stärke des nord-östlichen Golfstromes, welche durch hohe Temperatur und niedrigen Barometerstand gekennzeichnet wird, und der Temperatur von West-Europa herrscht. Dagegen zeigt die Temperatur von Island und West-Grönland einen entgegengesetzten Gang, was darauf zurückgeführt wird, dass der westliche Teil des Golfstromes (der Irmingerstrom) zurückgeht, wenn der nordöstliche Teil des Golfstromes anschwillt. Aus leicht verständlichen Gründen kann in diesem Fall die Folgeerscheinung (die Temperaturschwankung auf dem Festland) viel stärker ausgeprägt sein als die primäre Ursache (die Temperaturschwankung über dem europäischen Nordatlanten). Jene beruht nämlich auf dem gesteigerten Zufluss der erwärmten Meeresluft zum Kontinent, welcher im Winter bedeutend kälter ist. Meinardus hat Petterssons Untersuchungen weiter fortgesetzt und speziell das Verhalten Mittel-Europas untersucht, ebenso Dickson dasjenige von England (Oxford). Folgende Tabelle giebt einige Resultate für die Jahre 1881 und 1882. Die Temperatur des europäischen Atlanten wurde als Mittel der Beobachtungen zu Thorshavn auf den Färöer, Ona und Papey bestimmt.

Die mittlere Abweichung der Lufttemperatur der Monate Januar und Februar betrug:

	Europ. Nord-Atlant	Schweden	Dänemark	Norddeutsche Ebene	Mitteldeutsches Hügelland	West-Grönland
1881	— 1,7	— 3,5	— 2,0	— 1,2	— 0,3	+ 3,2
1882	+ 0,9	+ 4,2	+ 2,6	+ 1,9	+ 1,2	— 3,5

Man ist zu folgenden wichtigen Schlüssen gelangt: Einer hohen Temperatur des Golfstromes an der norwegischen Küste im Vorwinter (November—Januar) folgt eine hohe Temperatur in Mittel-Europa in den Monaten Februar bis April.

Je grösser die Luftdruckdifferenz zwischen Dänemark und Island in der Zeit September bis Januar ist, um so höher ist auch die Temperatur des östlichen Golfstromes in derselben Zeit und um so höher ist sie in Mittel-Europa in den darauf folgenden Monaten Februar bis April. Dagegen gilt nichts ähnliches für die Temperatur Mittel-Europas von September bis Januar oder in den darauf folgenden Monaten Mai und Juni.

Pettersson zog bei seinen Untersuchungen die eigentümliche Regelmässigkeit, welche von Woeikoff bezüglich der Temperatur der paaren und unpaaren Winter (vgl. S. 572) gefunden ist, im Betracht. Pettersson fand den Grund dieser Variation in der gleichzeitigen Schwankung der Stärke und Temperatur des europäischen Golfstromes und auch die Abweichungen von der Woeikoffschen Regel klärten sich in dieser Weise auf. Meinardus hat eine entsprechende Änderung im Gange des Barometers in geraden und ungeraden Jahren nachgewiesen. In folgender Tabelle bedeutet I das Mittel aus den Daten für die geraden Jahre 1874, 1876, 1878, 1880 und 1882, II dagegen das Mittel für die ungeraden Jahre 1875, 1877, 1879, 1881 und 1883.

	I	II	I—II
Luftdruckdifferenz Kopenhagen—Stykkisholm (Island) Nov.—Jan.	16,3	5,3	11,0 mm
Wassertemperatur an der norwegischen Küste Nov.—Jan. . .	7,0	6,5	0,5° C.
Lufttemperatur zu Berlin März—April (Normalmittel + 6° C.) . .	7,6	4,3	3,3° C.

Man könnte die Schwankungen in der Stärke des Golfstromes oder vielmehr der Temperatur des Nordatlanten folgendermaassen zu erklären versuchen. Wenn der Nordostatlant warm ist, so entsteht eine starke Luftströmung von Norden und Osten längs der grönländischen Küste und längs der Bahn des kalten Nordpolarstromes. Infolgedessen wandert viel Eis in den Nordatlanten hinein, dadurch sinkt wiederum seine Temperatur, die nordatlantische Cyklone und der Eistrift an ihrer West- und Nordseite nimmt ab. Dann kommt wieder eine Zeit geringerer Abfuhr von Eis, eine Zunahme der Temperatur u. s. w. Es erscheint so aber nicht nötig, dass die Periode gerade zwei Jahre umfassen muss. Die Schiffer des Eismeeres sagen, dass drei relativ eisfreie Jahre auf drei schwere Eis-Jahre folgen; die Periode sollte danach sechs Jahre umfassen. Beides verträgt sich miteinander sehr gut, man kann auch verstehen, dass die Regelmässigkeit bisweilen aussetzt und kaum für längere Zeiten gelten kann, wie auch oben betreffs der Temperatur zu Stockholm nachgewiesen wurde. Dass indessen diese interessanten Untersuchungen wegen ihrer ausserordentlichen praktischen Bedeutung im höchsten Grade verdienen, weiter verfolgt zu werden, kann man nicht bestreiten.

Ähnliche Regelmässigkeiten gelten für die Sonnenfleckenjahre (vgl. S. 145), in denen man wohl ein gleichzeitiges Anschwellen sowohl des östlichen wie des westlichen Zweiges des Golfstromes annehmen muss.

Wie oben erwähnt entspricht ein kalter Sommer in West-Europa einem warmen in Grönland und umgekehrt. Diese Regelmässigkeit er-

streckt sich ziemlich weit hin, sowohl auf der amerikanischen wie auf der europäischen Seite. So hat Hann nachgewiesen, dass die kältesten Winter in Wien von Wintern mit positiver Temperaturabweichung zu Jakobshavn auf Grönland begleitet sind. Dagegen sind die wärmsten Winter in Wien nur in sechs Fällen von neun mit kalten Wintern in Jakobshavn gleichzeitig.

Auf diese Weise kann man den Gegensatz in klimatischer Hinsicht, welchen Dove zwischen Nord-Amerika und Europa gefunden hat, verstehen. Die amerikanischen Beobachtungen stammten hauptsächlich aus den östlichen Teilen Nord-Amerikas, die europäischen dagegen aus den westlichen Gegenden unseres Weltteils.

Es ist ja selbstverständlich, dass, da die Luftmasse konstant ist, eine Zunahme des Luftdruckes an einer Stelle von einer Abnahme an einer anderen Stelle begleitet sein muss. Wir haben schon oben auf solche Schwankungen der Luft zwischen der nördlichen und der südlichen Halbkugel hingewiesen (vgl. S. 609).

Eine ähnliche Schwankung im kleineren Umfang fand Blanford zwischen dem indo-malayischen Gebiet und Sibirien. Man kann sich schon vorstellen, dass bei ungewöhnlich niedriger Temperatur in Nord-Asien oder bei ungewöhnlich hoher in Süd-Asien eine Verschiebung der Luft nach Norden stattfindet und umgekehrt, wenn der Norden ungewöhnlich warm oder der Süden ungewöhnlich kalt ist.

Diese Untersuchungen hat Hildebrandsson fortgesetzt. Er richtete seine Aufmerksamkeit hauptsächlich auf die sogenannten Aktionscentra, d. h. Gegenden, wo stationäre Maxima oder Minima liegen. Er wies nach, dass ein scharf ausgeprägter Gegensatz besteht zwischen dem Barometergang auf Island, wo gewöhnlich Minima liegen, und in dem azorischen Hochdruckgebiet. Ähnliche aber weniger sichergestellte und ausgeprägte Gegensätze finden sich zwischen dem Minimum zu Alaska und dem ostasiatischen Maximum, zwischen Feuerland und Tahiti, zwischen Grönland und Key West, sowie zwischen West-Sibirien und Indien. Diese Regelmässigkeit ist im Winter am deutlichsten ausgeprägt.

Wir haben schon oben einen ähnlichen Gegensatz zwischen den westeuropäischen und den kaspischen Gegenden nach Woeikoff kennen gelernt. Dieser Unterschied bezog sich auf die Woeikoffsche zweijährige Periode (vgl. S. 572).

Oben sind die Luftströme besprochen worden, welche hauptsächlich im Winter von der Ungleichheit des Temperaturgefälles in verschiedenen

Weltteilen nach den Polen getrieben werden. Die Luft, die sie mitführen, fliesst an Stellen, wo ein geringes Temperaturgefälle gegen die Pole zu herrscht, nach dem Äquator zurück. Die im Cyklonengebiet in die Höhe getriebene Luft wird nach dem Äquator geführt, staut sich auf dem Wege und fliesst allmählich zur Seite ab. Auf diese Weise ist es verständlich, dass zwischem dem Gebiet, wo die Maximalfrequenz der Cyklonen vorkommt, und dem Äquator eine Gegend mit hohem Luftdruck sich befindet, und wo die Luftdruckveränderung den entgegengesetzten Verlauf nimmt wie an der Bildungsstelle der Cyklone. Dass dabei viele Störungen stattfinden, braucht nicht erwähnt zu werden. Jedenfalls stimmt der Gang in Island und auf den Azoren vorzüglich mit dieser Voraussetzung, ebenfalls derjenige von West-Grönland und Key West. Zu diesen wäre auch der entgegengesetzte Gang an der Ost-See und am Kaspischen Meere zu zählen. Ebenfalls stimmt im ganzen damit, das West-Sibirien (Astrachan, Barnaul und Jenisseisk, im Mittel 52^0 n. Br., 71^0 E. L.) gegen Indien den entgegengesetzten Gang besitzt.

Eine weitere Untersuchung dieses Gegenstandes verspricht sehr viel.

Wettervoraussage. Die in dem letzten Abschnitt behandelten Erscheinungen erlauben in einigen wenigen Fällen (für den Vorfrühling in Nordwest-Europa) den allgemeinen Charakter des Wetters einige Monate vorauszusagen. Durch weitere Entwickelung dieser Studien wird man vielleicht noch viel weiter kommen und davon den grössten Nutzen ziehen können.

Die gegenwärtige Methode, das Wetter für die kommenden 24 bis 48 Stunden vorauszusagen, beruht hauptsächlich auf dem Studium der Cyklonen. Diese nähern sich von Westen her, und da man für jede Jahreszeit ihre gewöhnlichen Zugstrassen und ihre mittlere Geschwindigkeit kennt, kann man berechnen, wie der Wind und damit das Wetter in der nächsten Zukunft sich wahrscheinlich ändern wird. Dabei spielen so viele lokale Umstände mit, dass für jeden Ort eingehende Untersuchungen von älteren ähnlichen Fällen nötig sind, um nicht allzu grosser Unsicherheit ausgesetzt zu sein.

Eine stark störende Rolle spielen dabei die sekundären Minima, die auf dem Atlantischen Ocean entstehen, ohne dass man ihr Auftreten voraussehen könnte. Hoffmeyer hat eine diesbezügliche Statistik aufgestellt und gefunden, dass unter 100 Cyklonen nur 44 aus Canada und den Vereinigten Staaten stammen, sodass sie in Europa vor ihrer Ankunft gemeldet werden können, 8 kommen aus dem arktischen Nord-Amerika,

9 aus den äquatorialen Teilen des Atlanten und 2 sind spontan auf dem Atlanten entstanden, 37 endlich sind Teilminima, die auf dem Atlanten sich von grösseren Cyklonen abtrennten.

Andererseits erreicht der grösste Teil der aus Amerika kommenden Cyklonen die Westküste von Europa nicht, wenigstens nicht in merklicher Stärke. Ferner haben sie zur Überschreitung des Atlanten zwischen drei und zehn Tagen Zeit gebraucht, ohne dass man diese Verschiedenheit irgendwie voraussehen könnte.

Aus allen diesen Umständen ersieht man, mit welchen grossen Schwierigkeiten die Voraussage des Wetters zu kämpfen hat. Bei weitem am besten sind die östlichen Teile unseres Weltteils daran, dort sind aber die Sturmwarnungen von relativ geringer praktischer Bedeutung, weil die Schiffahrt eine untergeordnete Rolle spielt.

Bei der Voraussage des Wetters nimmt man viel Rücksicht darauf, dass das Wetter eine bestimmte Neigung zeigt, den einmal erhaltenen Typus beizubehalten. Je länger eine bestimmte Wetterlage angehalten hat, um so unwahrscheinlicher ist eine Änderung derselben im Verlaufe eines Tages.

Von den verschiedenen Witterungstypen zeigen die anticyklonalen die grösste Beständigkeit. Unter diesen Umständen ist es natürlich, dass man besonders auf die unseren Weltteil beherrschenden Anticyklonen achtet. Dieselben werden von Teisserenc de Bort zu den Aktionscentren gezählt. Sie sind zwei, nämlich das grosse asiatische Maximum und das azorische Maximum, das sich bis Nordwest-Afrika erstreckt. Dieselben senden bisweilen Ausläufer über Europa hin, die unter Umständen miteinander verschmelzen.

Diese anticyklonischen Wirbel geben der Witterung ein bestimmtes Gepräge, das nach der Jahreszeit sich ändert. Es würde zu weit führen, auf dieses recht verwickelte Spiel hier näher einzugehen.

XI. Theorie der atmosphärischen Cirkulation.

Die dynamische Meteorologie. Die ausserordentlich grosse Bedeutung der Luftbewegungen hat natürlich Versuche hervorgerufen, sie einer theoretischen Behandlung zu unterwerfen. Dadurch wollte man eine tiefere Einsicht in die Natur der Winde gewinnen; die so entstandene Abteilung der Meteorologie wird die dynamische Meteorologie genannt. Die Behandlung dieses Problems, das in das Gebiet der Hydrodynamik fällt, ist mit bedeutenden Schwierigkeiten verknüpft und man hat sich deshalb auf bestimmte einfachere Fälle beschränken müssen, wovon oben mehrere Beispiele gegeben sind.

Sehr bedeutsame Beiträge zu dieser Behandlung verdanken wir J. Thomson, Ferrel, Oberbeck, Helmholtz, Guldberg, Mohn, Ekholm, Sprung, De Marchi und in letzter Zeit Bjerknes und Sandström.

Die gewöhnliche Behandlungsweise, die oben teilweise angewandt worden ist, besteht darin, dass man die aus der Mechanik übernommenen Bewegungsgleichungen auf die Bewegung einer Luftmasse, welche als ein Massen-Partikel betrachtet wird, anwendet. Andere Methoden haben Helmholtz und Lord Kelvin eingeschlagen. Der erste betrachtet in seiner Wirbeltheorie eine aus Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte Fläche und ihre Deformationen, Lord Kelvin dagegen in seiner Cirkulationstheorie eine aus Luft- oder Flüssigkeitspartikeln zusammengesetzte geschlossene Kurve.

Die letzte Behandlungsweise ist von Bjerknes aufgenommen und von Sandström weitergeführt worden. Da sie zu relativ einfachen und übersichtlichen Schlüssen führt, wollen wir ihr folgen.

Die Cirkulation. Denken wir uns eine Reihe von bewegten Luftpartikelchen, die eine geschlossene Kurve s bilden, und betrachten wir

die Geschwindigkeitskomponente u_s längs der Tangente zu s an jeder Stelle der Kurve, so wird das Integral dieser Geschwindigkeitskomponente längs s:

$$C = \int^{s} u_s \, ds$$

von Lord Kelvin die Cirkulation der Kurve s genannt. Sie ist offenbar gleich dem Produkt aus der mittleren Geschwindigkeit längs s und der Länge der Kurve s. Ihre Dimensionen sind infolgedessen Länge^2:Zeit.

Aus der obigen Formel erhalten wir durch Differentiierung, falls u_s die längs der Tangente von s gerichtete Komponente der Beschleunigung an einer Stelle von s bedeutet:

$$\frac{dC}{dt} = \int^{s} u'_s \, ds,$$

welche Cirkulationszunahme von den Dimensionen Länge^2:Zeit^2 oder Geschwindigkeitsquadrat ist. (Das zweite Glied im Werte von dC/dt zufolge der Variation der Integrationsgrenze fällt weg, weil die beiden Grenzen zusammenfallen.)

Die Beschleunigung u'_s rührt von folgenden Kräften her: Schwere, Druckgradient, ablenkende Kraft der Erddrehung und Reibung, und ist gleich der Summe der längs s gerichteten Komponente der entsprechenden Beschleunigungen, welche wir g_s p_s d_s und r_s nennen wollen. Folglich gilt:

$$\frac{dC}{dt} = \int g_s \, ds + \int p_s \, ds + \int d_s \, ds + \int r_s \, ds.$$

Die von Lord Kelvin eingeführte Behandlungsweise bietet vor anderen die beiden grossen Vorteile, dass dabei die Fliehkräfte, welche senkrecht auf die Kurve s gerichtet sind, in die Rechnung nicht eingehen, dass dagegen die Bedeutung der ablenkenden Kraft d_s in sehr deutlicher Weise zur Geltung kommt.

Wenn man sich eine Vorstellung von der Grösse von C machen will, so thut man dies am einfachsten durch sogenannte mechanische Quadratur. Mit anderen Worten, man setzt (Fig. 223) die Länge s als Abscissenachse an, wobei man mit einem beliebigen Punkt O als Nullpunkt anfängt, und zeichnet die Grösse von u_s als Ordinate. Diese Ordinate muss in O und S denselben Wert haben, da diese beiden Punkte auf der s-Kurve aneinander grenzen. Das Integral C ist dann gleich der Fläche, welche von der durch die Ordinaten-Endpunkte gebildeten Kurve,

den beiden End-Ordinaten in O und S und der Linie OS eingeschlossen ist. Diese Fläche ist in der Fig. 223 schraffiert. Da die Windgeschwindigkeit gewöhnlich in m pro Sek. gerechnet wird, verwendet man auch bei diesen Berechnungen mit Vorteil den Meter als Längeneinheit und die Sekunde als Zeiteinheit. In derselben Weise berechnet man die übrigen oben vorkommenden Integrale.

Wir wollen nun die vier Teilintegrale, welche zusammen dC/dt bilden, jedes für sich betrachten.



Fig. 223.

Das Integral $\int g_s\, ds$ stellt die Arbeit dar, welche gegen der Schwerkraft geleistet wird, falls man die Masseneinheit, also ein Grammstück längs der Kurve s von dem Nullpunkt zum Punkte S, welcher neben dem Nullpunkt liegt, einmal herumführt. Da die Schwere ein Potential besitzt, so ist diese Arbeit und damit auch das Integral $\int g_s\, ds$ gleich Null.

Das zweite Teilintegral $\int p_s\, ds$ ist gleich dem Quotienten aus dem Unterschied db/ds von dem Drucke an zwei 1 m² grossen auf s senkrechten Flächen, welche um 1 m voneinander entfernt sind und der Masse ϱ (in Grammen), welche in 1 m³ sich befindet. Die Einheit von b ist 100 Dynen (m:Sek.²). An Stelle der Masse ϱ (Dichtigkeit) kann man das Volumen (v) in m³ einführen, in welchem die Masseneinheit sich befindet. Es ist:

$$\int p_s\, ds = -\int \frac{1}{\varrho}\frac{db}{ds}\, ds = -\int v\, db.$$

Das negative Vorzeichen soll andeuten, dass die betreffende treibende Kraft zum abnehmenden Druck hin gerichtet ist.

Wir kommen jetzt zum dritten Teilintegral $\int d_s\, ds$, welches von der Drehung der Erde herrührt. Falls wir die Lage der Kurve s auf ein festes Koordinatensystem im Raume beziehen würden, so würde d_s aus der Rechnung verschwinden. Diese scheinbare Kraft kommt nur dadurch zu Stande, dass wir die Lage von s in Bezug auf feste Achsen im Erdkörper (geocentrische Koordinaten) bestimmen, von welchen zwei in einem Sterntag (= 86164 Sek.) einen Winkel von 360° beschreiben.

Denken wir uns jetzt eine Kurve längs eines mit der Erde fest verbundenen Breitenkreises, so ist ihre Cirkulation, wenn r den Halbmesser des Breitenkreises bedeutet:

$$C = \int_0^{2\pi r} \frac{2\pi r}{86\,164}\, ds = \frac{4\pi^2 r^2}{86\,164}.$$

Führen wir jetzt die Winkelgeschwindigkeit der Erde $w = 2\pi : 86164$ ein, so erhalten wir:

$$C = 2\pi w r^2 = 2 w O.$$

worin $O = \pi r^2$ die von dem Breitekreis eingeschlossene Oberfläche bedeutet.

Es ist nun leicht einzusehen, dass für eine Kurve, welche ein in der Ebene des Parallelkreises gelegenes Oberflächenelement $d\,O$ einschliesst, das von zwei Kreisen um die Erdachse und zwei Durchmessern durch den Kreismittelpunkt begrenzt ist, der Ausdruck $C = 2 w\, d\,O$ gilt und dass folglich der Ausdruck $C = 2 w O$ für jede Kurve zutrifft, die in einer mit der Äquatorialebene parallelen Ebene liegt. Es ist ebenfalls leicht einzusehen, dass für ein Kurvenstück, welches in einer (auf der Äquatorialebene senkrechten) Meridianebene mit der Erde fest verbunden liegt, das Integral $\int u_s\, d s$ zufolge der Erddrehung gleich Null ist, denn überall längs diesem Kurvenstück ist die Geschwindigkeit senkrecht auf dasselbe gerichtet und infolgedessen $u_s = o$. Hieraus folgt, dass für eine Kurve, welche aus vier Stücken besteht, von welchen zwei in Meridianebenen liegen und die übrigen zwei Stücke von Kreisen ausmachen, deren Mittelpunkte auf der Erdachse, aber in verschiedener Entfernung vom Erdmittelpunkt liegen, die Cirkulation zufolge der Erddrehung genau ebenso gross ist wie für ihre Projektion auf die Äquatorialebene. Nun kann jede mit der Erde fest verbundene Kurve mit einem Netz von Flächenelementen gefüllt werden, die von Kurvenstücken begrenzt sind, welche entweder in Meridianebenen liegen oder Kreisbogen um die Erdachse bilden. Die Cirkulation um die ganze Kurve ist gleich derjenigen um alle Flächenelemente, folglich gleich der Cirkulation um alle Projektionen dieser Flächenelemente auf die Äquatorialebene, deren Summe gleich der Projektion der Kurve selbst in diese Ebene ist. Daraus folgt, dass die von der Erddrehung herrührende Cirkulation C_e längs einer geschlossenen, fest mit der Erde verbundenen Kurve s gleich dem Produkt von der doppelten Winkelgeschwindigkeit der Achsendrehung und der von der Projektion der Kurve s auf der Äquatorialebene eingeschlossenen Fläche O ist, oder mathematisch ausgedrückt:

$$C_e = 2 w O$$

und:

$$\frac{d\,C_e}{d t} = \int d_s\, d s = 2 w \frac{d O}{d t}.$$

Dieses Glied, das in sehr einfacher Form den Einfluss der Erddrehung darstellt, ist zu den übrigen Gliedern des Ausdrucks dC/dt, welche sich auf ein mit der Erde fest verbundenes Koordinatensystem beziehen (als Korrektionsglied wegen der Beweglichkeit der Koordinatenachsen), hinzuzufügen, damit man den absoluten Wert von dC/dt (in Bezug auf ein im Raum festes Koordinatensystem) erhält.

Das vierte Glied des Ausdruckes dC/dt, nämlich $\int r_s\, ds$, welches den Einfluss der Reibung darstellt, ist nach dem oben gesagten an jeder Stelle der Geschwindigkeit der Luft (u_s) proportional oder:

$$\int r_s\, ds = -R\int u_s\, ds = -RC.$$

Das Minuszeichen bedeutet, dass die Reibung immer der Bewegung entgegenwirkt und dieselbe zu hemmen strebt.

Es möge aber hier hervorgehoben werden, dass zufolge der Reibung die Cirkulation bisweilen zunehmen kann. Es bewege sich beispielsweise ein Luftstrom längs der Erdoberfläche in einem Breitenkreise von West nach Ost parallel der Erdoberfläche. Die Luftströmung möge anfangs bis zu einer gewissen Höhe überall die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Eine in diesem Luftstrome gezogene geschlossene Kurve hat die Cirkulation Null. Durch Reibung gegen die Erdoberfläche sinkt die Geschwindigkeit an der unteren Seite, demzufolge steigt die Cirkulation längs der Kurve.

Wir erhalten demnach als endgiltigen Ausdruck der Cirkulationszunahme:

$$\frac{dC}{dt} = -\int v\, dp - 2\,w\frac{dO}{dt} - RC.$$

Aus unten angegebenen Gründen benutzt man das Minuszeichen vor $2\,w\,\frac{dO}{dt}$.

Von diesen Gliedern hat das erste die grösste physikalische Bedeutung, da in ihm die Ursache der Luftbewegungen ausgedrückt ist; die zwei übrigen Glieder vermögen keine Luftströmungen hervorzurufen, nur schon bestehende zu deformieren. Es ist deshalb von besonderem Interesse, den Ausdruck $\int v\,dp$ zu studieren, was Bjerknes gethan hat.

Zur Erläuterung dieses Begriffes möge folgendes Beispiel dienen. Wir wollen das Glied $\int v\,dp$ für eine in einer Meridianebene der Erde gelegenen Kurve s berechnen. Dazu brauchen wir die Kenntnis des spezifischen Volumens (v) der Luft und des Luftdruckes in jedem Punkte

der Meridianebene. Graphisch mögen diese beiden Grössen durch zwei Kurvensysteme dargestellt werden, nämlich Isobaren oder Linien gleichen Druckes und Isosteren, d. h. Linien gleichen spezifischen Volumens (gleicher Dichte) der Luft (Fig. 224; die s-Kurve ist darin punktiert).

Die ausgezogenen Isobaren laufen unten an der Erdoberfläche nahezu parallel, konvergieren aber, wegen der grösseren Luftdichte ein wenig am Pol, während sie beim Äquator weiter voneinander entfernt sind (proportional der absoluten Lufttemperatur). Die gestrichelt gezeichneten Isosteren liegen aus demselben Grunde am Pol höher als am Äquator, weil wegen der Kälte am Pol die Luft (unter gleichem Druck an der Erdoberfläche) dichter ist als am Äquator. Am Pol ist deshalb die Dichte

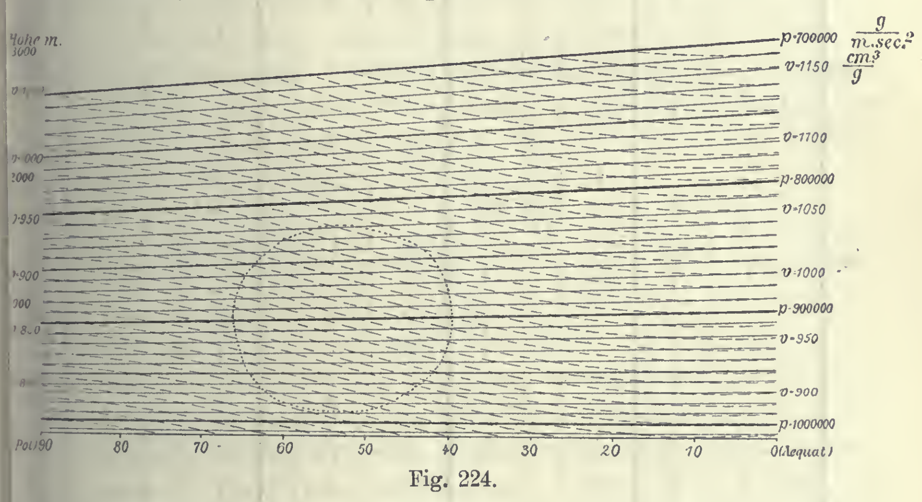


Fig. 224.

der Luft erst in der Höhe ebenso gross (und damit das spezifische Volumen dasselbe) wie an der Erdoberfläche in der Nähe des Äquators.

Das Integral $\int v\,dp$ kann nun auf die Weise berechnet werden, dass wir in ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit p als Abscisse und v als Ordinate, eine geschlossene Kurve s_1 einzeichnen (Fig. 225), welche den Zusammenhang zwischen p und v in jedem Punkte der Kurve s darstellt. Diese s_1-Kurve ist eine Art Abbildung (Verzerrung) der s-Kurve in Fig. 224. Die Grösse des Integrals $\int v\,dp$ wird nun durch die Anzahl innerhalb s_1 liegenden Flächenelemente dargestellt, die von zwei benachbarten Isobaren und zwei benachbarten Isosteren eingeschlossen sind. Weil aber die s_1-Kurve in Fig. 225 eine Abbildung der s-Kurve in Fig. 224 ist, so fallen genau gleich viele solche Flächenelemente innerhalb s_1 in Fig. 225, wie innerhalb s in Fig. 224, indem

jedes rektanguläre Flächenelement in Fig. 225 einem rhomboëdrischen Flächenelement in Fig. 224 entspricht.

Man hat infolgedessen nicht nötig die letzte Kurve zu zeichnen, um das Glied $\int v\,dp$ zu berechnen, man braucht nur die Anzahl der von der s-Kurve in Fig. 224 eingeschlossenen rhomboëdrischen Flächenelemente zu zählen.

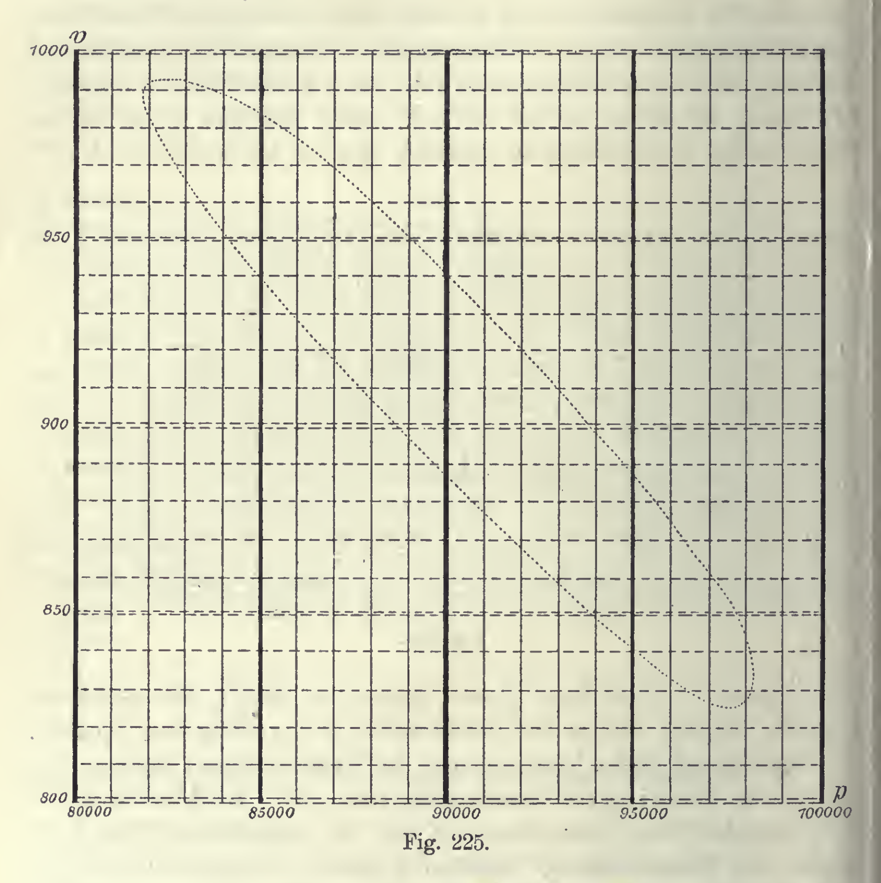


Fig. 225.

Wenn wir nun uns nicht auf eine Meridianebene beschränken, sondern die ganze Atmosphäre betrachten, so bilden die Punkte gleichen Druckes nicht eine Linie, sondern eine isobare Fläche. Zur Versinnlichung der Grösse des Luftdruckes erhalten wir demnach eine Schar von isobarischen Flächen und zur Versinnlichung der spezifischen Volumina der Luft eine Schar von isosteren Flächen. Diese beiden Flächensysteme durchschneiden einander und schliessen zwischen zwei Paaren

von benachbarten Flächen längliche Streifen von rhomboëdrischem Querschnitt ein. Diese Streifen werden von Bjerknes „Solenoïde“ genannt. Daraus geht hervor, dass das Integral $\int v\,dp$ längs einer beliebigen in der Atmosphäre liegenden Kurve s gleich der Anzahl (A) der von dieser Kurve umschlossenen Solenoïde ist.

Es ist infolgedessen mathematisch ausgedrückt:

$$-\int v\,dp = A$$

und wir erhalten auf diese Weise folgenden einfachen Ausdruck von dC/dt:

$$\frac{dC}{dt} = A - 2w\frac{dO}{dt} - RC.$$

Um nun den Sinn zu bestimmen, in welchem diese verschiedenen Einflüsse wirken, wollen wir zuerst das Glied A betrachten. Zu diesem Zweck nehmen wir in Fig. 226 aus der Fig. 224 einen vergrösserten Durchschnitt $abcda$ eines Solenoïds heraus, der zwischen den isobaren Flächen $p = 1010000$ und $p = 1000000$ und zwischen den isosteren Flächen $v = 800$ und $v = 810$ eingeschlossen ist. Längs ab ist $v = 810$ und $dp = 10^4$, längs bc ist $dp = 0$, längs cd ist $v = 800$ und $dp = -10^4$ und längs da ist wiederum $dp = 0$. Das Integral $\int v\,dp$ ist infolgedessen gleich $+10^5$. Die Cirkulation wird in Richtung $adcba$, d. h. in linksdrehendem Sinne beschleunigt. Die Luft wird nämlich von den Solenoïden da aufwärts getrieben, wo die Dichte gering ist, und da hinuntergedrückt, wo grosse Dichte herrscht. Mit anderen Worten, die Solenoïde streben die Luft so zu verteilen, dass die spezifisch schweren Schichten nach unten, die spezifisch leichten nach oben kommen, wie es ja natürlich ist.

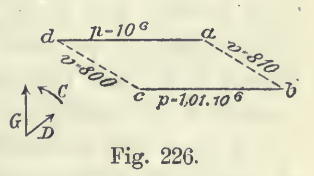


Fig. 226.

Wenn man den Druckgradienten G in Fig. 226 nach sinkendem Druck gerichtet hineinzeichnet und ebenfalls den Dichtegradienten D nach abnehmender Dichte gerichtet, so wird die Cirkulation von den Solenoïden im Sinne des Pfeiles C gerichtet, d. h. vom Dichtegradienten den kürzesten Weg zum Druckgradienten.

Zur Beurteilung der Richtung, in welcher die Erddrehung wirkt, schreiben wir folgende Beziehung zwischen der absoluten Cirkulation C_a, der zur Erde als feststehend sich beziehenden Cirkulation C und der absoluten Cirkulation der drehenden Erde C_e:

$$C_a = C + C_e.$$

Nehmen wir nun an, dass keine anderen Umstände auf die Cirkulation Einfluss üben als die Erddrehung, so ist C_a als konstant anzusehen, da auf dieselbe die Erddrehung keinen Einfluss ausübt. C_e ist gleich $2\,w\,O$ und die Richtung derselben ist von der Erddrehung gegeben. Diese Richtung kann als „cyklonisch" bezeichnet werden, da sie auf den beiden Halbkugeln mit der Richtung der Winde in einer Cyklone übereinstimmt

Wächst nun O, so nimmt auch C_e und zwar in cyklonischer Richtung zu. Da nun C_a konstant ist, so muss die auf die Erde bezogene Cirkulation C um ebensoviel „cyklonisch abnehmen" oder, was dasselbe ist, „anticyklonisch wachsen". Da wir immer die Cirkulation C in Bezug auf die Erde berechnen, so folgt hieraus die Regel, dass, wenn die Projektion O der von der Kurve s eingeschlossenen Fläche auf der Äquatorialebene wächst, so nimmt auch die anticyklonische Cirkulation längs der Kurve s zu. Diese Richtung wollen wir als negativ bezeichnen (mit dem gewöhnlichen geometrischen Gebrauch stimmt diese Bezeichnung für die nördliche Halbkugel überein). Das Minuszeichen wird für dieses Glied benutzt, weil es im allgemeinen wie die Reibung dahin wirkt, die Luftbewegungen zu verlangsamen. Ebenso wie betreffs der Reibung können aber Fälle vorkommen, in welchen die Erddrehung auf die Cirkulation beschleunigend wirkt.

Betreffs der Reibung R scheint es nicht wohl möglich, dieselbe experimentell zu bestimmen, sondern wir müssen uns wie Guldberg und Mohn damit begnügen, solche relativ einfache Fälle in der Natur aufzusuchen, bei welchen die übrigen Glieder in der Cirkulationsgleichung einigermaassen leicht bestimmt werden können (vgl. S. 681). Dies geschieht wohl am besten, wenn die Cirkulation konstant ist, also bei sogenanntem stationären Zustande, wobei:

$$\frac{dC}{dt} = 0 = A - 2\,w\,\frac{dO}{dt} - R\,C.$$

Verwendung der Theorie. Sandström hat auf eine Anwendungsweise der Bjerknesschen Theorie die Aufmerksamkeit gerichtet, bei welcher noch weitere Vereinfachungen von selbst sich ergeben.

Bei Anwendung der Theorie ist es natürlich, die Kurve s so zu legen, dass die Rechnungen so übersichtlich wie möglich werden. Dies geschieht am einfachsten dadurch, dass man die Kurve s aus zwei Isobarenstücken ($p = p_0$ und $p = p_1$), längs welchen $dp = 0$ und folglich auch $\int v\,dp = 0$, und zwei senkrechten Linien, die durch zwei Punkte a und b

geben mögen und die Isobarenstücke verbinden, zusammensetzt. Es wird dann:

$$A = -\left(\int_{p_0}^{p_1} v\,dp\right)_a + \left(\int_{p_0}^{p_1} v\,dp\right)_b.$$

Nun ist in diesem Fall die Masse von einem m³ $1:v$ g, und der Luftdruck pro m² (p) nimmt danach mit der Höhe nach folgender Formel ab

$$dp = -\frac{g}{v}\,dz,$$

(vgl. S. 579) woraus folgt:

$$-\int_{p_0}^{p_1} v\,dp = \int_{z_0}^{z_1} g\,dz.$$

Die Beschleunigung der Schwerkraft g nimmt wohl etwas mit steigender Höhe z ab, aber jedenfalls so wenig, dass wir in erster Annäherung diese Abnahme vernachlässigen oder einen Mittelwert, g_a bezw. g_b benutzen können. z_0 ist die Höhe, wo der Luftdruck p_0, z_1 diejenige, wo der Luftdruck p_1 herrscht. Diese Werte sind in a und b verschieden, was durch die Indices a und b unten angedeutet wird. Man erhält also:

$$A = g_b\,(z_1 - z_0)_b - g_a\,(z_1 - z_0)_a = E_b - E_a.$$

E_b bezw. E_a ist die Arbeit, welche nötig ist, um die Masseneinheit 1 g von der Isobarenfläche $p = p_0$ zu der Isobarenfläche $p = p_1$ bei den Punkten b und a zu heben.

Weiter gilt für trockne Luft (Masse 1 g):

$$pv = kT,$$

das Gasgesetz, worin $k = 84750:28{,}9 = 2933$ erg pro °C.

Durch Einführen dieses Wertes erhält man:

$$E_a = -k\int_{p_0}^{p_1} T\,\frac{dp}{p} = kT_a \log\frac{p_0}{p_1},$$

worin T_a eine mittlere absolute Temperatur längs der Vertikale in a bedeutet. Ferner gilt:

$$E_b = kT_b \log\frac{p_0}{p_1} = \frac{T_b}{T_a}\cdot E_a$$

und man erhält für A den Wert:

$$A = E_a\,\frac{T_a - T_b}{T_a} = E_a\,\frac{t_a - t_b}{273 + t_b},$$

wo t wie gewöhnlich die Temperatur in Celsiusgraden darstellt.

Feuchte Luft hat ein etwas grösseres spezifisches Volumen (bezogen auf 1 g Substanz) als trockne Luft bei derselben Temperatur. Für dieselbe gilt (vgl. S. 592):

$$(p - 0{,}377 f)\, v = k\,(273 + t),$$

worin f den Dampfdruck des Wasserdampfes angiebt. Nun können wir nach Guldberg und Mohn eine andere Temperatur, die sogenannte virtuelle Temperatur ϑ einführen, sodass für feuchte Luft die Beziehung gilt:

$$p v = k\,(273 + \vartheta).$$

ϑ ist offenbar ein wenig höher als t (um $0{,}377 f \cdot v : k$).

Für feuchte Luft gilt demnach folgender, ein wenig abgeänderter Wert von A:

$$A = E_a \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a}.$$

Wenn wir wüssten, in welcher Höhe die Isobarenflächen auf verschiedenen Breitegraden verlaufen, so brauchten wir natürlich keine solche Transformationen wie die oben benutzten zur Berechnung von A. Wir kennen aber ihren Verlauf nicht mit genügender Genauigkeit, sondern müssen vielmehr denselben aus der Temperatur der Luft auswerten, wie es oben geschehen ist.

Um aber weiter zu kommen, führen wir nach Sandström noch eine Vereinfachung ein. Es scheint nach den neuesten Messungen die Temperatur der niedrigsten Luftschichten in allen Breiten mit der Höhe in gleichem Maasse abzunehmen, nicht, wie man früher glaubte, viel schneller am Äquator als in höheren Breiten. Dies kann aber nicht bis zu sehr grossen Höhen fortgehen (vgl. S. 588—589), sondern zuletzt muss eine Höhe kommen, in welcher der Unterschied der Temperatur zwischen Pol und Äquator sehr gering ist. Mit Hrn. Sandström wollen wir deshalb die vereinfachende Annahme machen, dass die Temperaturdifferenz zwischen zwei Punkten auf verschiedener geographischer Breite in derselben Isobarenfläche dem absoluten Wert der virtuellen Temperatur in dieser Fläche, z. B. am Äquator, proportional ist. Falls dies für die virtuelle Temperatur am Äquator gilt, so gilt es offenbar auch für alle anderen geographischen Breiten. Diese Annahme stimmt mit der Beobachtung, dass die vertikale Temperaturabnahme in den unteren Luftschichten unter allen geographischen Breiten ungefähr gleich gross ist. Sie ergiebt weiter, dass in sehr grosser Höhe der Temperaturunterschied Null wird und entspricht demnach sehr gut der Erfahrung.

Es möge also für die Temperaturdifferenz zweier Punkte, die in den Vertikalen durch a und b auf derselben Isobarenfläche gelegen sind, der Ausdruck:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

überall denselben von der Höhe unabhängigen Wert besitzen, so können wir die Grösse von K aus den Daten über Temperatur und Feuchtigkeit für die Meeresfläche berechnen, denn der Druck im Meeresniveau kann im Mittel überall als gleich gross angenommen werden. Die so berechneten Daten sind in folgender Tabelle gesammelt.

Durchschnittliche Beträge der Temperatur, relativen Feuchtigkeit und virtuellen Temperatur in der Meeresoberfläche.

Geogr. Breite	Jahr Temp. [1]	Jahr Rel. Feucht. [2]	Jahr Virtuelle Temp.	Winter Temp. [1]	Winter Rel. Feucht. [2]	Winter Virtuelle Temp.	Sommer Temp. [1]	Sommer Rel. Feucht. [2]	Sommer Virtuelle Temp.
N.-P.	−20,0	(83)	−20,0	(−38,0)	(87)	(−38,0)	(0,0)	(77)	(0,5)
80	−16,7	(83)	−16,6	−33,5	(87)	−33,5	1,8	(77)	2,3
70	−10,0	83	− 9,8	−26,0	87	−26,0	7,0	(77)	7,8
60	− 1,0	80	− 0,6	−15,8	84	−15,6	14,0	76	15,3
50	5,8	76	6,5	− 7,0	80	− 6,7	18,1	73	19,7
40	14,0	72	15,2	4,9	76	5,6	24,0	68	25,5
30	20,2	70	22,0	14,6	72	15,8	27,3	69	30,1
20	25,2	73	27,8	21,9	73	23,0	28,3	74	31,5
10	26,7	77	29,7	25,8	76	28,5	26,9	80	30,1
Äq. 0	26,3	80	29,3	26,4	79	29,3	25,6	82	28,6
−10	25,3	80	28,2	26,3	80	29,3	23,9	81	26,6
−20	23,0	78	25,4	25,4	77	28,2	20,9	80	22,9
−30	18,4	78	20,2	21,8	75	23,9	14,6	80	16,0
−40	12,0	80	13,2	15,6	78	17,1	9,0	81	10,0
−50	5,6	81	6,4	8,3	82	9,2	2,9	(83)	3,6
−60	− 0,4	(81)	+ 0,1	1,6	83	2,2	(−3,8)	(83)	(−3,4)

[1]) nach Spitaler und Batchelder.
[2]) nach Arrhenius.

Zur Ausführung der Berechnung legen wir die Fusspunkte a und b so, dass a auf 45° n. Br., b dagegen nacheinander auf jeden zehnten Breitekreis vom Nordpol bis zu 60° s. Br. zu liegen kommt. Die obere Isobarenfläche

lassen wir in 1000 m Höhe die Vertikale in a schneiden. Die Grösse E ist danach, weil $g_a = 9{,}8$ und $(z_1 - z_0)_a = 1000$, $E_a = 9800$ m² pro Sek. Diese Zahl braucht nur mit dem Wert K multipliziert zu werden, so erhält man die Anzahl A der Solenoïde zwischen 45° n. Br. und der Breite des Punktes b und zwischen der Meeresoberfläche und der Isobarenfläche die in 1000 m Höhe über dem Meer auf 45° n. Br. liegt. Aus den Differenzen berechnet man die Solenoïdenzahl zwischen zwei um 10° voneinander entfernten Breitegraden. Die so erhaltenen Daten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (worin also $b = a + 10^0$).

a	$K = \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{\vartheta_{45^0} + 273}$			$A = E_{45^0} \cdot \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{\vartheta_{45^0} + 273}$		
	Winter	Sommer	Jahr	Winter	Sommer	Jahr
N.-P.						
80	0,0165	0,0061	0,0120	162	60	118
70	0,0275	0,0186	0,0239	270	182	234
60	0,0382	0,0254	0,0324	374	249	318
50	0,0327	0,0149	0,0250	320	146	245
40	0,0451	0,0196	0,0306	442	192	300
30	0,0374	0,0155	0,0239	367	152	234
20	0,0264	0,0047	0,0204	259	46	200
10	0,0202	— 0,0047	0,0067	198	46	66
Äq. 0	0,0029	— 0,0051	— 0,0014	28	50	14
— 10	0,0000	— 0,0068	— 0,0039	0	67	38
— 20	— 0,0040	— 0,0125	— 0,0099	39	122	97
— 30	— 0,0158	— 0,0233	— 0,0183	155	228	179
— 40	— 0,0250	— 0,0203	— 0,0246	245	201	241
— 50	— 0,0290	— 0,0216	— 0,0239	284	212	234
— 60	— 0,0257	— 0,0237	— 0,0222	252	232	218

Denselben A-Wert erhält man für die Zahl der Solenoïde zwischen den Isobarenflächen, die in 1000 m Höhe und 2000 m Höhe durch die Lotlinie in 45° n. Br. gehen. Dabei wird von der unbedeutenden Veränderung von g mit der Höhe abgesehen. Dasselbe gilt betreffs der Isobarenflächen in 2000 m und 3000 m u. s. w.

Die Stabilität der Atmosphäre. Wie oben hervorgehoben, sinkt die Lufttemperatur im allgemeinen bedeutend weniger mit der Höhe als die Berechnung nach Annahme einer adiabatischen Ausdehnung verlangt. Wird demnach eine trockne Luftmasse ohne Wärmezufuhr gehoben, so nimmt ihre Temperatur in allen Luftschichten gegen die nor-

male ab. Die Isosteren sinken alle auf dieser Strecke, wodurch neue Solenoïde entstehen, die einem weiteren Steigen der Luft entgegenwirken. Ebenso wird ein Sinken der Luft durch die damit verbundene Erhöhung der Temperatur gehemmt. Durch diesen Umstand erhält die Luft eine bedeutende Stabilität gegen Verschiebungen in vertikaler Richtung, besonders nach unten.

Mit dieser Stabilität hängt eine Tendenz der Luftbewegungen, einen stationären Zustand anzunehmen, nahe zusammen. Wenn z. B. eine in ler Luft verlegte s-Kurve ihre Projektion auf der Äquatorialebene verındert, so entstehen dadurch Beschleunigungen, welche sich in dem Ausdruck dC/dt kundgeben. Dieselben rufen eine aufsteigende Bewegung ler Luft in einem, eine absteigende Bewegung derselben in einem anderen Teile der Luft längs der s-Kurve hervor. Die dadurch entstehenden diabatischen Temperaturveränderungen bringen ein Solenoïdensystem ustande, welches in entgegengesetzter Richtung wie die Erddrehung virkt und dieses Solenoïdensystem nimmt an Mächtigkeit zu, bis es der Drehung genau Gleichgewicht hält, sodass die Cirkulationszunahme Null vird, d. h. die Bewegung stationär wird.

Zufolge der Erddrehung kann also die Lufttemperatur an einigen Stellen stark zu-, an anderen ebenso stark abnehmen, ohne dass eine ufuhr von Wärme durch Wasserkondensation, Strahlung oder andere Jmstände dazu nötig ist. Unter solchen Verhältnissen wäre es in hohem rade zu empfehlen, diese Einwirkung bei der Bestimmung der Luftemperatur in hohen Luftschichten, z. B. bei Beobachtungen mit Hilfe on Ballons oder Drachen zu berücksichtigen, was bisher nicht geschehen st. Man wird vermutlich auf diese Weise eine Erklärung für die ielen unerwarteten Temperaturverhältnisse bei diesen Beobachtungen uffinden.

Berechnung der Lufttemperatur aus den Windgeschwinigkeiten. Wegen der hervorgehobenen Bestrebung der Cirkulation, nen konstanten Wert anzunehmen, kann man für Luftbewegungen, ie einige Zeit angehalten haben oder für Durchschnittszustände der Luftewegung voraussetzen, dass sie sich recht nahe dem stationären Zustand nschliessen. Dabei ist:

$$E_a \frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = A = 2\, w \frac{dO}{dt} + RC.$$

Ist die Bewegung der Luft bekannt, so kann man daraus C und O/dt berechnen. Kennt man nun auch R aus älteren Beobachtungen,

so erhält man die Differenz $\vartheta_a - \vartheta_b$ der virtuellen Temperatur in de Vertikalen a und b aus folgender Gleichung:

$$\vartheta_a - \vartheta_b = \frac{273 + \vartheta_a}{E_a}\left(2\,w\,\frac{d\,O}{d\,t} + R\,C\right).$$

Diese Berechnung ergiebt, dass niedrigere Temperatur zufolg adiabatischer Ausdehnung da herrscht, wo die Luft von der Cirkulatio in die Höhe gehoben wird.

Eine grosse Vereinfachung tritt ein, wenn, wie oft der Fall, RC gege $2w\;dO/dt$ vernachlässigt werden darf. Einige solche Fälle möge unten näher erläutert werden.

Nehmen wir an, dass wie gewöhnlich die Wolken sich schneller be wegen als der Wind an der Erdoberfläche. Stellen wir uns zur Orien tierung dann so, dass das Gesicht nach der Richtung der Bewegung de Wolken relativ zu den unteren Luftschichten eingestellt ist. Denke wir uns danach eine s-Kurve in der Luft so gelegt, dass sie aus eine senkrechten Linie in einiger Entfernung auf der rechten Seite und eine anderen ähnlichen Linie ebensoweit nach links, sowie aus isobarische Linien in der Nähe der Erdoberfläche und in einer bestimmten Höh zusammengesetzt ist. Diese Kurve, deren Projektion auf der Äquatorial ebene anfangs Null ist, verändert sich durch die Luftbewegung so, das sich die beiden Lotlinien nach vorne biegen und sich dabei stetig ver längern. Es herrscht also längs dieser Kurve zufolge der Erddrehun eine anticyklonische Luftbewegung, wodurch die Luft auf der rechte Seite heruntersinkt und sich erwärmt, auf der linken dagegen aufsteig und sich abkühlt. Bei Annahme einer stationären Bewegung ist dies Temperaturverteilung schon seit einiger Zeit vorhanden.

Aus dieser Betrachtung erhält man folgende Regel. Wenn man i der Richtung der Wolkenbewegung relativ zu den niederen Luftschichte blickt, so ist die Temperatur rechts höher, links niedriger als am Standorte

Oft ist die Geschwindigkeit der niederen Luftschichten so gerin verglichen mit derjenigen der höheren, dass man die Wolkenbewegun ohne nennenswerten Fehler auf die stillstehende Erdoberfläche beziehe kann. Es kann aber auch vorkommen, dass der obere Wind wenige kräftig ist als der untere. Wehen dabei beide in nahezu gleicher Richtung wie in der Nähe einer Cyklone, so tritt der eigentümliche Zustand ein welcher in Amerika bisweilen beobachtet worden ist, dass die Temperatu nach links von der Windrichtung zunimmt, das heisst, dass die Cyklon ein warmes Centrum besitzt. In derselben Weise können die Wind-geschwindigkeiten auf Anticyklonen mit kaltem Centrum hindeuten.

Um diese Betrachtungen an einem konkreten Beispiel durchzuführen, wollen wir die Daten der wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten benutzen. Bei den Auffahrten bei cyklonischer Wetterlage wurde die mittlere Windgeschwindigkeit in der Nähe der Erdoberfläche gleich 4,6 m pro Sek. gefunden. Die Windgeschwindigkeit in 5000 m Höhe war durchschnittlich 4,3 mal grösser, d. h. 19,8 m pro Sek.

Denken wir uns nun die s-Kurve so gelegt, dass die Lotlinie durch a im Centrum der Cyklone liegt, diejenige durch b in 1000 km Entfernung davon, so erhalten wir unter der Annahme, dass die oberen und unteren Winde gleichgerichtet sind, einen Wert von $dO/dt = 12{,}16.10^6$ m² pro Sek. E_a ist $5000.9{,}80 = 49000$ m² pro Sek.², $w = 7{,}29.10^{-5}$ pro Sek. Nehmen wir die virtuelle Temperatur ϑ_a in dem Cyklonencentrum gleich $+ 10^0$ C. an, so erhalten wir $\vartheta_a - \vartheta_b = - 10{,}2^0$ C.

Die Cyklonen in Mittel-Europa sind danach bis zu 5 km Höhe im Mittel etwa 10° C. kälter als die Umgebung, bei Annahme eines mittleren Halbmessers der Cyklone von 1000 km, was ungefähr den thatsächlichen Verhältnissen entspricht.

In derselben Weise kann man aus den Angaben, dass bei anticyklonischer Wetterlage die Windgeschwindigkeit unten 4,4 m pro Sek., in 5000 m Höhe dagegen 15,8 m pro Sek. beträgt, berechnen, dass die Differenz der virtuellen Temperatur im Centrum der Anticyklone und 1000 km davon im Mittel 7,7° C. beträgt.

Dass die Temperatur in anticyklonischen Gebieten wärmer, in cyklonischen dagegen kälter als in der Umgebung ist, hat **Hann** nachgewiesen; ebenso hat er richtig die Ursache dieser Erscheinung in der adiabatischen Volumsveränderung der Luft in diesen Gebieten gesucht.

Bei den wissenschaftlichen Ballonfahrten von Berlin aus, fand man folgende durchschnittliche Temperaturen in ° C.

Höhe	Winter		Sommer	
Meter	Cyklone	Anticyklone	Cyklone	Anticyklone
0	+ 3,0	+ 1,5	+ 15,7	+ 20,6
1000	— 2,2	+ 1,3	+ 9,1	+ 13,6
2000	— 8,0	— 2,0	+ 3,0	+ 7,7
3000	— 15,1	— 6,7	— 0,8	+ 2,1
4000	— 20,8	— 10,9	— 7,0	— 3,3
5000	— 27,5	— 16,0	— 15,3	— 9,1
6000	— 34,0	— 25,8	—	— 17,2
7000	(— 44,4)	(— 30,2)	—	(— 22,0)
8000	(— 48,5)	(— 37,9)	—	(— 30,7)

Die eingeklammerten Zahlen entsprechen je einer einzigen Beobachtungsfahrt.

Wie aus dieser Tabelle ersichtlich, sind die Anticyklonen besonders im Winter bedeutend wärmer als die Cyklonen. Der Unterschied scheint wenigstens anfangs mit der Höhe zu steigen. Sieht man wegen der störenden Einflüsse der Strahlung und der Erwärmung durch von der Erdoberfläche aufsteigende Luftströmungen von der untersten 1000 m hohen Schicht ab, so ist der mittlere Temperaturüberschuss der Anticyklonen über die Cyklonen im Winter 8,0°, im Sommer 4,2°, im Mittel 6,1° C. Diese Zahl stimmt dem Sinn und der Grössenordnung nach mit der vorhin ausgeführten Rechnung, wonach der Temperaturunterschied zwischen dem Centrum einer Cyklone und demjenigen einer Anticyklone etwa 17,9° C. betragen sollte. Danach wäre eine Temperaturdifferenz zwischen cyklonischen und anticyklonischen Gebieten von im Mittel etwa 6° C. zu erwarten. (Dabei ist ein kreisförmiger Durchschnitt derselben, ein gleichmässiger Temperaturfall vom Centrum zum Rand und ein mittlerer Halbmesser der Cyklonen und Anticyklonen von 1000 km, d. h. eine Entfernung des Centrums der Cyklone von demjenigen der nächstfolgenden Anticyklone von 2000 km angenommen. Diese Zahl wäre nach dem vorhin gesagten (vgl. S. 717) mit etwa 1,9 zu multiplizieren. Danach käme der Wert 11,3 heraus, welcher 1,9 mal grösser als der beobachtete ist. (Wegen der ständigen Bestrebung der Temperaturen sich auszugleichen, wird wohl der theoretische Wert nie erreicht.)

Die Verteilung der Temperatur in der angeführten Weise führt eine entsprechende Verteilung des Luftdruckes mit sich. Da wo die Temperatur höher ist, ist auch die Luft leichter und die Isobarenflächen liegen weniger dicht als da, wo die Temperatur niedriger ist. Daraus folgt, dass, wenn man sich so hinstellt, dass man in der Richtung der Bewegung der Wolken relativ zu den unteren Luftschichten hinblickt, die Isobarenflächen nach rechts divergieren und nach links konvergieren.

Wenn die obere und untere Luftbewegung in derselben Richtung erfolgen und die obere Windgeschwindigkeit die grössere ist, so liegen die isobarischen Flächen im Centrum der Cyklonen dichter aneinander als weiter hinaus, dagegen weniger dicht im Centrum der Anticyklonen als in seiner Umgebung. Das Gegenteil würde eintreffen, wenn die Windgeschwindigkeit oben geringer als unten wäre.

Zur Berechnung der relativen Entfernung der Isobarenflächen über zwei Stationen a und b benutzen wir die Formel:

$$g_a (z_1 - z_0)_a - g_b (z_1 - z_0)_b = E_a - E_b = 2 w \frac{dO}{dt} + RC.$$

Im oben angeführten Beispiel betrug das Glied $2 w \frac{dO}{dt}$ für die Cyklonen 1770, für die Anticyklonen 1330 m² pro Sek.². Vernachlässigen wir das Glied RC und nehmen wir $g_a = g_b = 9{,}80$ m pro Sek.² an, so erhalten wir das Resultat, dass an der Aussenseite der Cyklone, in 1000 km von ihrem Centrum die Isobarenflächen um 180 m weiter voneinander liegen als im Centrum, falls ihre Entfernung dort 5000 m beträgt. 1000 km vom

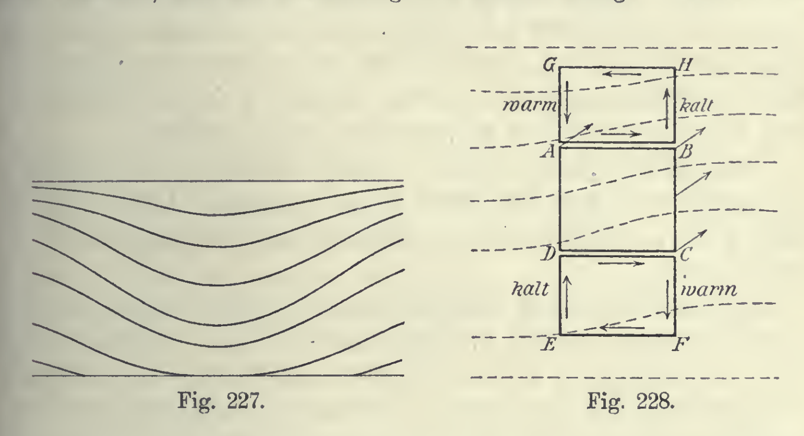


Fig. 227. Fig. 228.

Centrum der Anticyklone liegen sie dagegen um 135 m näher aneinander als im Centrum, wenn sie dort um 5000 m voneinander entfernt sind.

Die Verhältnisse in grösseren Höhen bei Cyklonen und Anticyklonen. Man kann eine Cyklone oder Anticyklone in mehrere Schichten von z. B. je 1000 m Höhe zerlegen und jede dieser Schichten in derselben Weise, wie wir oben den ganzen Luftwirbel behandelt haben, einer Analyse unterwerfen. Dabei hat man die Differenz der Windgeschwindigkeiten an der oberen und unteren Seite jeder Schicht für sich zu betrachten. Man erhält auf diese Weise eine Vorstellung von der Verteilung der Temperatur und des Luftdruckes in jeder Schicht für sich. Leider fehlen noch die Daten, um eine solche detaillierte Untersuchung auszuführen.

Soviel kann man jedenfalls behaupten: wenn, wie dies ohne Zweifel zutrifft, die cyklonische Cirkulation von der Erde ab gerechnet

bis zu einer gewissen Höhe zunimmt, um von da ab wieder abzunehmen, so besitzt die Cyklone unten ein kaltes, oben ein warmes Centrum mit unten dichter, oben weniger dicht geschaarten Isobarenflächen als in der Umgebung. Die Verhältnisse in der Cyklone wären danach schematisch durch Fig. 227 dargestellt.

Entsprechend werden in einer Anticyklone die unteren Luftschichten warm, die oberen kalt sein. Eine solche Anticyklone wird durch eine Umkehrung von Fig. 227 dargestellt.

Die wissenschaftlichen deutschen Ballonfahrten haben wohl ergeben, dass die Drehungsgeschwindigkeit der Luftbewegung in Cyklonen sowohl als in Anticyklonen mit der Höhe zunimmt, dies gilt aber natürlich nur für die bisher erreichten Höhen, und es ist kaum denkbar, dass diese Zunahme bis zur Grenze der Atmosphäre fortgehen kann. Die Beobachtungen des Ganges der Cirrus-Wolken haben, besonders in anticyklonischen Gebieten, auch zu dem Schluss geführt, dass die Wirbelbewegung in höheren Schichten abnimmt und zuletzt aufhört.

Die Verhältnisse in der Umgebung eines horizontalen Luftstromes. Wir wollen zuletzt einen horizontalen Luftstrom in Betracht ziehen, welcher grössere Geschwindigkeit besitzt als die umgebende Luft.

Die Fig. 228 möge in $ABCDA$ den Querschnitt eines solchen Luftstromes darstellen, der in der Richtung der Pfeile, senkrecht auf die Ebene des Papieres, in der als stillstehend angenommenen umgebenden Luft hinfliesst. Wir legen zwei s-Kurven $GHBAG$ und $DCFED$ in der umgebenden Luft so, dass zwei horizontale Seiten AB und CD an der Grenze des Luftstromes liegen. Da die Projektionen dieser beiden s-Kurven auf die Äquatorialebene zunehmen, entsteht in jeder derselben eine von oben gesehen (auf der nördlichen Halbkugel) rechtsdrehende anticyklonale Cirkulation, wodurch Luftströme in den Pfeilrichtungen hervorgerufen werden. Dadurch erwärmt sich die Luft über A und unterhalb C, kühlt sich dagegen oberhalb B und unter D ab. Dadurch wird wiederum eine Verteilung der Isobaren hervorgerufen, welche von den punktierten Linien in der Figur angegeben ist.

Diese Verteilung von höherem Luftdruck auf der rechten Seite, niedrigerem auf der linken Seite eines Luftstromes entspricht der Thatsache, dass die Anticyklonen rechts, die Cyklonen links von der Windrichtung (auf der nördlichen Halbkugel) liegen. In derselben Weise wird der hohe Druck in den unteren Luftschichten unter den sogenannten Rossbreiten verständlich.

Untersuchen wir jetzt, zu welchen Schlüssen wir kommen, wenn wir eine s-Kurve in ähnlicher Weise rechts von dem Luftstrom legen. Wenn der Luftstrom in genau nord-südlicher Richtung verläuft, so ändert sich die Projektion der s-Kurve auf die Äquatorialebene nicht, denn sie bildet ein Parallelogramm von konstanter Basis und konstanter Höhe.

Verläuft dagegen der Luftstrom von West nach Ost, so wächst die Projektion von dem Anfangswert Null. Es entsteht eine rechtsdrehende Luftbewegung, wodurch die Luft im östlichen vertikalen Teil der s-Kurve hinaufsteigt. Der östliche Teil ist derjenige, welcher vom Luftstrom nach Osten mitgeführt wird. Die Luft wird demnach auf der rechten Seite des Luftstromes in die Höhe getrieben. Dasselbe gilt für die linke Seite. Der Auftrieb, welchem in dieser Weise der Luftstrom ausgesetzt wird, wächst vom Pol zum Äquator (er ist offenbar dem Cosinus der geographischen Breite proportional) und mit der Geschwindigkeit des Luftstromes. Diesen Auftrieb hat Dr. Ekholm in anderer Weise abgeleitet.

Zufolge des Auftriebes steigt der Luftstrom und kühlt sich ab. Dies gilt für einen Luftstrom mit nach Osten gerichteter Komponente; für einen Luftstrom mit nach Westen gerichteter Komponente gilt das Gegenteil, er sinkt und erwärmt sich dabei.

Es ist leicht, die Temperaturdifferenzen für diesen Fall in ähnlicher Weise wie oben für die Cyklonen und Anticyklonen zu berechnen.

Die Entstehung von Cyklonen und Anticyklonen. Wie oben angedeutet strebt die Bewegung der Atmosphäre sich dem stationären Zustand anzunähern. Ein ursprüngliches Solenoïdensystem erweckt eine Beschleunigung der Cirkulation, wodurch eine Gegenkraft zufolge der Erddrehung und der Reibung erzeugt wird, oder die Erddrehung und Reibung rufen eine Beschleunigung der Cirkulation hervor, wodurch ein Solenoïdensystem, das in entgegengesetzter Richtung wirkt, sich ausbildet. Der stationäre Zustand tritt bald ein, wie auch die anfängliche Treibkraft der Cirkulation beschaffen sein mag.

Die oben abgeleiteten Sätze, bei welchen der Einfluss der Erddrehung als das ursprüngliche Moment betrachtet wurde, können infolgedessen umgekehrt werden. So z. B. kann man anstatt des Satzes auf S. 750, in welchem eine bestimmte Temperaturverteilung, steigende Temperatur nach rechts, sinkende nach links, als Folgeerscheinung der Richtung der Luftströme abgeleitet wurde, folgenden Satz aussprechen: Wenn man sich so stellt, dass die Temperatur von links nach rechts

steigt, so ist die Bewegung der oberen Luftströme relativ zu den untere nach der Sichtlinie gerichtet. Als Beispiel dieses Satzes möge die That sache dienen, dass wegen der höheren Temperatur der tropische Gegenden gegenüber den polaren die oberen Luftströme relativ zu de unteren nach Osten gerichtet sind.

Die Wärmeverluste oder -Gewinne bei Aus- oder Einstrahlun an der Erdoberfläche, die Wärmezufuhr in den mittleren Luftschichte bei Wasserkondensation und die dynamische Einwirkung der Erd drehung, die besonders durch die starke relative Bewegung der höchste Luftschichten gegen die niedrigen zu Stande kommt, üben einen modi fizierenden Einfluss auf die schon stationär gewordene Luftbewegung au

Wenn die Luft unten an der festen oder flüssigen Erdoberfläch erwärmt wird, so umgiebt sich die warme Luftmasse mit einem Sole noïdensystem, welches sie in die Höhe treibt. In einer *s*-Kurve, die au der senkrechten Achse an der erwärmten Stelle, zwei Isobaren und eine mit der Achse parallelen Geraden ausserhalb der erwärmten Stelle be steht, wird die Bewegung längs der unteren Isobare gegen die Achs beschleunigt. Legt man nun eine kreisförmige *s*-Kurve unten rund um die erwärmte Stelle, so zieht sie sich zusammen und es entsteht läng ihr eine cyklonale Bewegung der Luft.

Solche Cyklonen, die über der festen Erdoberfläche entstehen, habe keine lange Dauer. Nachts entsteht nämlich durch Ausstrahlun ein Solenoïdensystem, das die Luft in entgegengesetzter Richtung be schleunigt. Die über dem Land aufsteigende Luft ist auch relati trocken, sodass die adiabatische Ausdehnung derselben sehr hemmen wirkt.

Günstiger sind die Cyklonen gestellt, welche über warmen Wasser flächen entstehen, die Tag und Nacht wärmer als ihre Umgebung sind In der ersten Zeit der Cyklone findet die stärkste cyklonische Bewegun unweit der Meeresoberfläche statt. Die Cyklone hat so lange ein warme Centrum. Die isobaren Flächen verlaufen wie in Fig. 206. Nach den Carnotschen Satz wird Wärme hier in Bewegungsenergie verwandelt

Durch die Kondensation der aufsteigenden Wasserdämpfe wird ein Ausbreitung der cyklonischen Bewegung in höhere Luftschichten be fördert. Zuletzt ergreift sie Luftmassen, die so hoch liegen, dass sie vom west lichen Trift beherrscht sind. Dieser Trift strebt die Cyklone gegen Oste zu verschieben. Unten ist das Solenoïdensystem durch den Aufstieg de ungesättigten Luft abgeschwächt und die stärkste Bewegung findet i dem Kondensationsgebiet statt, das zwischen 1000 und 3000 m Höh

liegt. Zu diesem Resultat trägt auch die grosse Reibung der Luft an der Erdoberfläche bei. Zufolge der Schwächung der Cyklone in dem unteren Teil bekommt der obere Trift das Übergewicht über das schwache untere Solenoïdensystem und die Cyklone verschiebt sich gegen Osten. Sie hat aber nur dann eine längere Lebensdauer, wenn die längs der Erdoberfläche einströmenden Luftmassen stark feucht sind (vgl. S. 728).

Der horizontale Querschnitt der Cyklone, in welchem die cyklonale Bewegung am heftigsten ist, steigt immer mehr in die Höhe. Auch in dem Kondensationsgebiet ist, wie unten gezeigt wird, die Reibung sehr bedeutend, während sie nach oben stark abnimmt. Bei den deutschen wissenschaftlichen Ballonfahrten hat man nur den kalten unteren Teil der Cyklone, in welchem noch nicht die maximale Drehungsgeschwindigkeit erreicht ist, beobachtet, obgleich man bis zu Höhen von 6000 m gestiegen ist. Der obere warme Teil der Cyklone entzog sich gänzlich der Beobachtung.

Ganz anders verhält es sich mit einigen amerikanischen, von Helm Clayton beobachteten Cyklonen, bei welchen die drehende Bewegung schon in 3000 bis 4000 m Höhe auf Null gesunken war. Cyklonen, die dem in Amerika gewöhnlichsten Typus anzuhören scheinen, hatten ihre Fläche der grössten cyklonischen Bewegung in etwa 1000 m Höhe. Sie sind nach allem als einem früheren Entwickelungsstadium als die europäischen angehörig zu betrachten.

Als Beispiel, wie die Temperaturverhältnisse in einer solchen Cyklone sich ausnehmen, mögen folgende Daten der Cyklone zu Blue Hill am 21.—24. Sept. 1898 angeführt werden.

Temperaturbeobachtungen zu Blue Hill, 21.—24. Sept. 1898.

	21. Sept.	22. Sept.	23. Sept.	24. Sept.
	Anticyklone		Cyklone	
	Centrum	Aussen-Rand	Centrum	Aussen-Rand
0	16,2	19,2	22,8	9,4
500	11,7	14,7	19,2	6,1
1000	6,7	15,8	18,4	4,8
1500	7,0	15,3	16,4	7,8
2000	5,6	12,5	12,5	9,4
2500		9,4	10,6	
3000		7,0	7,2	
3400			4,4	

Nach diesen Betrachtungen gewinnt das Studium der Cyklonen ei erhöhtes Interesse; besonders grosses Interesse beansprucht die Lage de Schicht von maximaler cyklonischer Drehung und die Temperaturver teilung in ihrer Umgebung.

In der Auflösungszeit der Cyklone vermindert sich die Bewegungs energie immer mehr, wobei sie in Wärme übergeht. Die Entwickelun ist also die entgegengesetzte wie im Anfangsstadium.

Wenn wir uns zwei horizontale Ströme denken, die in entgegenge setzten Richtungen parallel und neben einander fliessen, wie Fig. 229 dar stellt, so sinkt zwischen ihnen die obere Luft hinunter und erwärmt sich die untere dagegen steigt unter Abkühlung hinauf (vgl. Fig. 228). Di Bewegung der Luftströme giebt zu einer cyklonischen Drehung Anlass Diese Cyklonen haben unten kaltes, oben warmes Centrum.

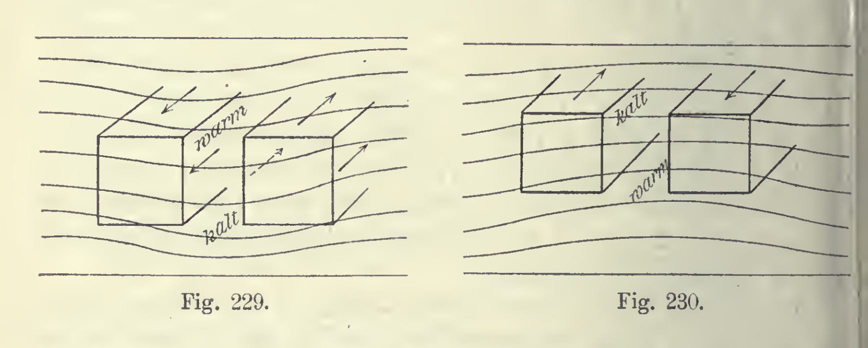


Fig. 229. Fig. 230.

Wenn die Ströme dagegen wie in Fig. 230 fliessen, so wird di höhere Luft zwischen ihnen hinaufgepresst, die untere hinunter getrieben. Die Verschiebungsrichtung giebt zu einer anticyklonischen Bewegung Anlass, welche den gewöhnlichen entsprechend oben kalt, unten warm ist. Die Anticyklonen des Sommers dürften in unseren Breiten au diese Weise entstehen.

In diesen beiden Fällen wird Bewegungsenergie in Wärme umge setzt. Durch Zufuhr äusserer Wärme durch Kondensation kann di Aufzehrung der Bewegungsenergie beträchtlich verzögert werden, di Cyklone also sich erhalten. Bei starker Sonnenstrahlung oder wenn eine kalte Luftschicht über einer wärmeren hinströmt, kann es vor kommen, dass die Temperatur nach oben schneller als um 1° C. pro 100 m (wie bei adiabatischer Ausdehnung) abnimmt. Die Abnahme braucht jedoch nicht so gross zu sein (3,3° pro 100 m, vgl. S. 573), dass die Luft umkippt. Ein paar schwache Windstösse, welche wie in

Fig. 229 gerichtet sind, können einen kleinen cyklonischen Wirbel hervorrufen. Die warme Luft wird unten aufgesaugt, sie bleibt immer wärmer wie die Umgebung, so hoch wie sie auch steigen mag. Es entsteht ein kräftiges Solenoïdensystem, das eine heftige Umwälzung in der Luft hervorbringt (vgl. S. 709).

Auf diese Weise können Gewitter, Hagelwetter und Tromben entstehen. Die riesige Umdrehungsgeschwindigkeit, die nicht von der Erddrehung in kurzer Zeit hervorgebracht sein kann, bei diesen letzten Wirbeln sowie der Umstand, dass mehrere Hagelwetter nacheinander dieselbe Bahn einschlagen, deuten an, dass in diesem Falle heftige entgegengesetzt gerichtete Luftströme aneinander vorbeiziehen und in ihrer Grenzfläche die Hagelwetter bezw. Tromben entstehen.

Die grosse atmosphärische Cirkulation. Wir betrachten erst den einfachen Grenzfall, dass die Luftbewegung keine merkliche Reibung erleidet. Es gilt dann die Gleichung:

$$A = 2w \frac{dO}{dt},$$

d. h. geschlossene s-Kurven, welche keine Solenoïde umschliessen ($A = 0$), schliessen eine Oberfläche ein, deren Projektion auf der Äquatorialebene konstant bleibt ($dO/dt = 0$).

Die Luft bewegt sich längs der Solenoïde und da diese die Erde umkreisen und in sich selbst zurücklaufen, ungefähr wie die Breitekreise, so findet kein Luftaustausch zwischen Pol und Äquator statt.

Nehmen wir nun weiter an, dass:

$$\frac{\vartheta_a - \vartheta_b}{273 + \vartheta_a} = K$$

von der Höhe unabhängig ist, so wächst die Zahl A der Solenoïde zwischen zwei Vertikalen in derselben Meridianebene der Höhe proportional. dO/dt muss dann auch in demselben Verhältnis zunehmen, d. h. die Geschwindigkeit der Luftbewegung nimmt proportional der Höhe zu. Wenn man die Anzahl der Solenoïde bis zu 1000 m Höhe kennt, ist es leicht, die Geschwindigkeit der Luft in 1000 m Höhe auf einem bestimmten Breitegrade zu berechnen. Folgende kleine Tabelle giebt diese Geschwindigkeit in Metern pro Sek.

N. Br.	90	80	70	60	50	40	30	20	20	30	40	50	60° s. Br.
Winter.	1,0	1,7	2,6	2,4	3,9	3,9	3,8			2,2	2,6	2,5	1,9
Sommer	0,4	1,2	1,7	1,1	1,7	1,6	0,7			3,3	2,2	1,9	1,7
Jahr . .	0,7	1,5	2,2	1,8	2,6	2,5	2,9			2,6	2,6	2,1	1,6

Um die Geschwindigkeit in der Höhe k, ausgedrückt in km, zu erhalten, braucht man nur die Zahlen der Tabelle mit k zu multiplizieren.

In der Nähe des Äquators ist die Geschwindigkeit sehr gering, die Erddrehung hat sehr geringen Einfluss. Die Luft bewegt sich dort, wie wenn die Erde still stände. Sie steigt am Äquator in die Höhe, fliesst polwärts, sinkt hinunter und kehrt längs der Erdoberfläche zurück.

Dies alles gilt, wenn die Reibung in der Luft vernachlässigt werden kann. Dies ist nun nicht der Fall. Wenn man die virtuelle Temperatur und die Reibung in verschiedenen Höhen kennt, so kann man leicht die Geschwindigkeit der stationären Luftbewegung berechnen.

Der umgehrte Weg, die Reibung aus den Geschwindigkeiten zu berechnen, ist der ausgiebigere, denn diese sind mehr der Beobachtung zugänglich. Wir haben dabei von der Formel:

$$2\,w\,\frac{dO}{dt} = A - RC$$

auszugehen. Betrachten wir jetzt zwei Luftschichten, die um 1 km von einander entfernt sind, so ist A immer gleich (bei konstanter Lage von a und b). Die Differenz der Geschwindigkeit in den beiden Luftschichten, welche dO/dt proportional ist, würde bei konstantem R in allen Höhen gleich sein, d. h. die Windgeschwindigkeit würde der Höhe proportional wachsen wie die gestrichelte Lnie OD in Fig. 231. Die gewöhnliche Ansicht ist, dass die Reibung unten am Boden am grössten ist und von da ab kontinuierlich nach oben abnimmt, um sich allmählich einem Grenzwert anzunähern. Falls dies zuträfe, so müsste die Windgeschwindigkeit anfangs langsamer und dann geschwinder mit der Höhe wachsen, ungefähr wie die Kurve OE andeutet.

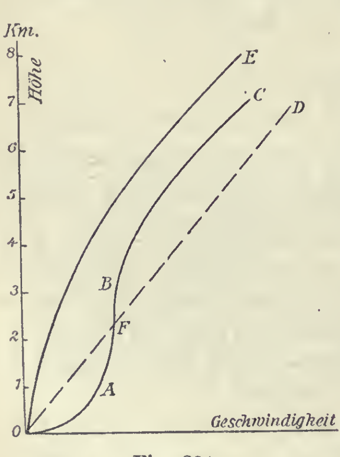


Fig. 231.

Nun zeigt aber die Erfahrung, dass die Windgeschwindigkeit einem ganz anderen Gesetz folgt (vgl. S. 650 und 674). Erst nimmt sie sehr stark mit der Höhe zu, wie das Kurvenstück OA anzeigt, dann aber in dem Kondensationsgebiet 1000—3000 m sehr langsam, dem wenig geneigten Kurvenstück AB

entsprechend und schliesslich wächst sie wiederum stärker mit der Höhe, ungefähr wie das Stück *BC* angiebt.

Die Reibung muss demnach in den Höhen zwischen *A* und *B* (1000—3000 m) als sehr gross angenommen werden. Dies beruht darauf, dass in diesen Höhen zufolge der Kondensation die Temperaturabnahme einer aufsteigenden Luftmasse ungefähr der normalen Temperaturabnahme mit der Höhe gleich kommt. Daher enthält diese Schicht eine grosse Zahl aufsteigender Luftströme (und gleich viele absteigende), welche ihre Geschwindigkeiten ausgleichen. Sie beschleunigen die Luftströmungen bei *A* ebensoviel wie sie diejenige bei *B* zurückhalten. Deshalb scheint die Reibung in der Nähe der Erdoberfläche (dem Kurvenstück *OA* entsprechend) ausserordentlich viel geringer als sonst zu erwarten wäre. Es ist gewissermaassen die Solenoïdenzahl bis zur Höhe von *F*, welche auf die Geschwindigkeit der unteren Schicht bis zur Höhe von *A* beschleunigend wirkt.

Kehren wir jetzt zur grossen atmosphärischen Cirkulation zurück und betrachten wir erst die Verhältnisse in höheren Breiten. Wir verfahren so, dass wir *s*-Kurven bilden, die aus zwei festen vertikalen Linien (in den Punkten *a* und *b* derselben Meridianebene und Isobaren in den Punkten *O* und *A*, *A* und *B*, *B* und *C*) bestehen.

Für die unterste *s*-Kurve ist die Anzahl der Solenoïde viel geringer als der Bewegung dO/dt entspricht. Es herrscht also die von der Erddrehung bestimmte Windrichtung gegen den Äquator in der Höhe *A*, gegen den Pol an der Erdoberfläche bei *O*. Wie wir oben gesehen haben, ergiebt auch die Erfahrung, dass die unteren Luftströme eine gegen den Pol, die oberen dagegen eine gegen den Äquator gerichtete Komponente besitzen (vgl. S. 688—689).

Die mittlere *s*-Kurve, in welcher die Solenoïde stark zunehmen, entspricht einer Bewegung in derselben Richtung, wie wenn keine Erddrehung stattfände. Unten herrscht eine gegen den Äquator gehende Strömung, oben eine gegen Norden gerichtete Komponente. Dies stimmt auch vollkommen mit der Erfahrung überein.

In der höchsten *s*-Kurve ist die Reibung so gering, dass nahezu dieselben Verhältnisse obwalten wie für reibungslose Bewegung. *A* und $2w\,dO/dt$ sind untereinander gleich, die Bewegung verläuft parallel den Solenoïden, d. h. in nahezu west-östlicher Richtung. In allen Schichten, ausgenommen denjenigen, welche dicht an der Erdoberfläche liegen, überwiegt zufolge der Erddrehung die westliche Komponente die übrigen.

Zwischen dem Aquator und etwa 35⁰ Breite ist der Einfluss der

Erddrehung bedeutend geringer, sodass daselbst die Luftströmungen hauptsächlich von den Solenoïden und der Reibung bestimmt werden.

Die Solenoïde bewirken einen Aufstieg am Äquator und ein Heruntersinken an den Rossbreiten. Da die horizontale Ausbreitung der Luft so viel grösser als ihre vertikale Ausdehnung ist, geschieht die Luftströmung im horizontalen Querschnitt, d. h. beim Auf- und Abstieg ausserordentlich langsam.

Die Luft verharrt lange in derselben Höhe und Entfernung vom Äquator, und die Reibung an der Erdoberfläche bringt sie vollends so gut wie zum Stillstand. Es herrscht deshalb in diesen beiden Gegenden Windstille (die Calmen).

Legen wir nun eine *s*-Kurve in den niederen Luftschichten rund um den Äquator, so steigt diese Kurve mit der Luft in die Höhe. Die Kurve erweitert sich dabei, sodass eine nach West gerichtete Bewegung der Luft in den oberen Schichten entsteht.

Man beobachtet in der That eine ost-westliche Strömung in den höheren Schichten am Äquator. So z. B. wurde der Staub von Krakatau mit einer Geschwindigkeit von 30—40 km pro Sek. nach West geführt. Die aufsteigende Bewegung am Äquator würde eine westliche Komponente von etwa 2 m gegeben haben, also nicht genügend für diese grosse Geschwindigkeit. Dieselbe ist nicht anders verständlich als in der Weise, dass nicht nur die Luft vom Boden in die Höhe steigt, sondern auch Luft, die mit dem Passat aus höheren Breiten in grösserer Höhe über dem Boden zum Äquator hingeführt wird. In diesen grossen Höhen herrscht keine merkliche Reibung, die Luft in grösseren Höhen über dem Äquator erhält demzufolge eine starke westliche Komponente.

Legen wir nun in dieser Höhe eine *s*-Kurve, so entfernt sie sich vom Äquator, sie zieht sich dabei immer mehr zusammen, die nach Westen gerichtete Komponente nimmt immer mehr ab, wird auf einer bestimmten Breite (etwa 10⁰) Null und geht in höheren Breiten in eine west-östliche über (Gegen-Passat). Die Windrichtung ist deshalb am Äquator östlich, geht dann in süd-östliche und südliche (10⁰ n. Br.) und zuletzt in süd-westliche über. Auf der südlichen Halbkugel ist Süd gegen Nord zu vertauschen.

Beim Heruntersinken unter den Rossbreiten schwächt sich allmählich die östliche Komponente durch Reibung ab, sodass sie an der Erdoberfläche Null wird (Calme). Dann wandert die Kurve zum Äquator zurück und dehnt sich dabei aus, sodass die Luftströmung eine nach Westen gerichtete Komponente erhält und folglich Nordost-Wind weht (auf der südlichen Halbkugel Südost). Dieser Wind ist der Passat-Wind.

XII. Einwirkung des Windes auf die feste Erdoberfläche.

Allgemeines. Die nivellierende Thätigkeit der Luft und des Wassers sind von sehr ungleicher Bedeutung, so dass, wo beide wirksam sind, die letzte im allgemeinen so stark überwiegt, dass die Spuren der Windwirkung verschwinden. Man hat deshalb die typischen Erscheinungen der Windwirkung hauptsächlich in trockenen Gegenden zu suchen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen gewisse Küstengegenden. Der vom Meer wehende Wind verhindert die Vegetation, sich in vertikaler Richtung zu entwickeln. Die Ufer bedecken sich deshalb nur mit einer Grasdecke, welche sich dicht am Boden hält und sich bis dahin erstreckt, wo das Ufer zeitweilig zufolge von Gezeiten oder anderen Wellen von Wasser bedeckt ist. Von dort ab ist das Ufer meist von Meeressand bedeckt. Pflanzen können dort nicht mehr gedeihen.

Auf Inseln von mässiger Ausdehnung macht sich die Wirkung des Windes so stark geltend, dass nur die niedrig wachsenden, am Boden kriechenden Pflanzen noch fortkommen. Dies ist z. B. der Fall auf den Färöer- und den Shetlands-Inseln. Nur in Felsenklüften können Sträucher sich entwickeln. Ähnliche Verhältnisse sind an den meisten kleinen Inseln längs der Küsten zu finden. An der Küste von Schottland sieht man häufig Gärten, die von dichten Mauern umgeben sind. In der Höhe der Mauer sind die Gartenbäume wie mit einer Scheere von dem Wind abgeschnitten. Im Gebirge sieht man durch eine ähnliche Wirkung des Windes die Bäume in kriechendes Gesträuch verwandelt und den Pflanzen einen niedergedrückten Habitus aufgezwungen.

Die heftigen Winde beschränken ihre schädliche Wirkung nicht darauf, dass sie den Höhenwuchs der Bäume verhindern, sondern sie schleppen auch alle lockeren Erdablagerungen weg. Hohe Felsen sind

meistens von ihren Verwitterungsprodukten entblösst. Auch wo früher Wälder standen und vom Menschen abgeholzt worden sind, wachsen sie jetzt nicht wieder, weil der lockere Erdboden fehlt.

Bekannte Beispiele dafür sind Island, das bei der Ansiedelung durch Norweger hohen Wald besass — in Island ist vielleicht nebenbei eine starke Klimaverschlechterung eingetreten (vgl. S. 569) — grosse Teile von Schottland und der Westküste von Schweden, welche früher üppigen Wald trugen. Am meisten haben wohl die Landschaften am gascognischen Meerbusen und die Karst in Österreich unter der Entholzung gelitten, die im Mittelalter u. a. Bauholz für die französische und venezianische Flotte lieferten. In dem letzterwähnten Fall ist es nicht der Seewind, welcher so verheerend wirkt, sondern der heftige Landwind Bora. Eine ähnliche Wüstenlandschaft, Cran, die „französische Sahara“, in der Provence hat der Mistral hervorgebracht.

Ein grosser Teil dieser Verwüstung rührt von einer schlechten, kurzsichtigen Wirtschaft her und die jetzigen Verwaltungen sind bemüht, die verlorenen Länder dem Wald und der Kultur zurückzuerobern. Dies geschieht nur „Zoll für Zoll“, weil der Anbau nur von schon kultivierten Gegenden aus sich langsam in das Innere der verwüsteten Landschaft ausbreiten kann.

Steppen und Wüsten. Wie gesagt, zeigt sich die Wirkung des Windes in den trocknen Gegenden am stärksten, d. h. im Gebiete der Steppen und der Wüsten. Nach den seltenen, aber häufig sehr ausgiebigen Regengüssen bedecken sich die Steppen und teilweise die Wüsten mit einem Pflanzenwuchs, der nach einer kurzen Vegetationsperiode der Vertrocknung anheimfällt.

Der Unterschied zwischen Steppe und Wüste ist nur graduell und alle Übergangsstufen zwischen diesen beiden und von der Steppe zur Wiese kommen vor. Die Steppe wird als grasbekleidetes Trockengebiet definiert. In unsrem Weltteil gehören die russischen Steppen, die ungarische Puszta und die nördliche Tundra dazu. Die Steppe und die Tundra sind als Vorposten der asiatischen Gebilde von ähnlicher Art anzusehen. In Nord-Amerika gehören die Savannen, in Süd-Amerika die Llanos und Pampas zu derselben Formation. (Dagegen gehören die Heiden Dänemarks und Nordwest-Deutschlands nicht zu den Steppen, die niedrige und verkümmerte Vegetation — Heidekraut — rührt nicht von Mangel an Niederschlag, sondern von Kargheit des Bodens her. Der Wind trägt auch noch dazu bei, den Wuchs von niederem Kraut zu begünstigen.)

Die Steppe ist eine grosse Ebene, auf welcher der Wind Staub absetzt und so die vorhandenen Niveau-Unterschiede allmählich ausgleicht. Die wässerigen Salzlösungen, die nach dem Regen entstehen, finden keinen Abfluss, und daher ist der Steppenboden durch relativ grossen Gehalt an löslichen Salzen gekennzeichnet, die bei grosser Trockenheit „Effloreszenzen, Ausblühungen" bilden. Auch der Wüstenboden ist aus demselben Grund sehr salzreich.

Die auf der Steppe angesammelten Luftsedimente bilden den sogenannten Löss, der besonders in China und manchen Teilen Central-Asiens



Fig. 232. Chinesische Lösslandschaft.

eine aussorordentliche Entwickelung gefunden hat, und dort von v. Richthofen und v. Middendorff untersucht worden ist. Jeder Staubsturm überzieht diese Teile mit einer sehr dünnen Schicht; im Laufe der Zeit haben diese Absätze sandige, kalkhaltige Lager von Thon, die bisweilen bis 700 m Dicke besitzen, gebildet. Dieser Thonboden ist von feinen vertikalen Haarröhrchen durchsetzt, welche eine vertikale Zerklüftung begünstigen. Das hineinsickernde Wasser hat an Stellen, wo es sich unter den lockeren Ablagerungen gesammelt hat, dieselben untergegraben, sodass durch Einstürze Schluchten mit vertikalen Wänden entstanden sind. Die Flussthäler erinnern auf diese Weise an die Cañons,

die aber in einer regenarmen Gegend von oben in das Gestein eingeätzt sind (Fig. 232).

Schichten von härteren Mergelknollen („Lössmännchen"), die in den Luftsedimenten — durch Zusammensinterung unter Vermittelung von Wasser — sich entwickelt haben, veranlassen häufig eine terrassenförmige Ausbildung der Lösswände.

Die europäischen Lössbildungen, die z. B. in dem Rheinthal und in der Donauniederung blossliegen, besitzen bei weitem nicht die Mächtigkeit der asiatischen. Sie zeigen aber immerhin eine Neigung zur Bildung von senkrechten Abstürzen und Hohlwegen.

Der Löss zeigt nicht wie die Wassersedimente eine ausgeprägte Schichtung. Schalen von Land-Schnecken und Knochen von Tieren, die der eigentümlichen Steppen-Fauna angehören, finden sich darin eingebettet. Aus dem Vorkommen solcher Schichten in Europa hat Nehring geschlossen, dass in unserem Weltteil nach Ende der grossen Eiszeit ein trockenes Steppenklima, das von dem jetzigen stark verschieden war, lange Zeit herrschte (vgl. S. 566). In den kälteren Gegenden ging die Steppe in Tundren über. Die Funde aus dieser Zeit — der jüngeren paläolitischen — beweisen, dass Menschen damals in Europa lebten, welche einen nicht unbedeutenden Kulturgrad erreicht hatten.

Wo die Trockenheit gross ist, geht die Steppe in Wüste über. Die grösste Wüste — sie bedeckt beinahe eine so grosse Oberfläche wie Europa — ist die Sahara. Ausserdem befindet sich in Afrika im südlichen Teil die Kalahari-Wüste. An die Sahara schliessen sich die sinaïtische und die syrisch-arabische Wüste an. Andere grosse asiatische Wüsten sind das iranische Wüstenplateau und die grosse Gobi-Wüste, in Nordwest-Indien liegt die Tharr-Wüste. Bekannt ist die grosse Wüste, welche das Innere Australiens erfüllt. Die Wüstengebiete Nord-Amerikas — der „Grosse Bassin" zwischen dem Sierra Nevada und dem Felsengebirge, sowie seine Ausläufer nach Mexiko — haben zum Teil ihren Charakter durch die Kultur verloren. Süd-Amerika schliesst die Atacama-Wüste ein.

Der grösste Teil der Wüsten liegt unter den Rossbreiten, die wegen des herabsteigenden Luftstromes sehr wasserarm und den brennenden Sonnenstrahlen ausgesetzt sind. Wo sie an die Küste hinreichen, wie die Sahara an der Küste des Atlantischen, die Atacama an derjenigen des Stillen Oceans, herrschen kalte Winde, die nur selten etwas Regen abgeben.

Die Sahara, welche wohl als die typische Wüste betrachtet werden

kann, besteht hauptsächlich aus zwei verschiedenen Gebieten, der Stein-Wüste und der libyschen Sand-Wüste. In der Stein-Wüste erheben sich Gipfel bis zu 2500 m Höhe. Sie besteht aus grossen Ebenen, die von sogenannten Zeugen oder Inselbergen umgeben sind, welche den Übergang zu einer niedrigeren Terrasse bilden, die wiederum von neuen Inselbergen umgeben sein kann.

Die starke Hitze am Tag, welche mit einer heftigen Abkühlung in der Nacht — noch im Mai kommen Fröste vor — abwechselt, zerklüftet das Gestein an der Oberfläche und giebt zur Bildung von Sand



Fig. 233. Inselberge in der Sahara.

Anlass. Der Wind führt diesen Sand mit und an den Abhängen der Felsen, welche aus abwechselnden härteren und weicheren Schichten bestehen, schneidet er in den weicheren Teilen Hohlkehlen aus, bis die obenliegenden härteren Schichten abbröckeln. Auf diese Weise entstehen amphitheatralische Einschnitte in die Felsenwand, welche sich dann bei weiterer Abtragung vereinigen können und so zur Bildung von Inselbergen (Fig. 233) Anlass geben. Die horizontale Fläche der Terrassen besteht aus einer härteren Schicht, welche der Wirkung der Sonne und des Sandgebläses relativ grossen Widerstand bietet.

In dem Hochgebirge fällt stellenweise reichlich Regen, sogar Schnee liegt in den höchsten Teilen hie und da drei Monate im Jahr. Wenn das Wasser hinunterfliesst, versickert es bald in dem trockenen und rissigen Boden.

Thäler im Gebirge beherbergen teilweise eine reiche Vegetation un die Bäche und Seen, die sich dort finden.

Die Sandwüste ist von Dünen erfüllt, die auf der einen Seite, de Luvseite sanft, auf der anderen, der Leeseite, steil abfallen. Ihre Lag ändert sich nur langsam und die Araber bezeichnen sie mit Eigennamen. Sie liegen wie lange Kämme von 70—80 km Länge und 1 bis 2 km Breite. Ihre Höhe beträgt meist etwa 30 m; ausnahmsweise trifft man solche von 100 m Höhe und mehr an.

Bei Stürmen wirbelt der lockere Sand in der Luft auf, die Konturen der Dünen verschwinden und ein alles durchdringendes Sandgebläse entsteht. Harte Steine, die dem Sandstrom ausgesetzt sind spalten ihn und erhalten auf diese Weise zwei (oder mehrere) glattgeschliffene Wände, die zuletzt einander begegnen und dann das charakteristische „Facettengeschiebe" geben. (Solche „Dreikanter" kommen auch im norddeutschen Flugsandgebiet vor.) Steine, die aus verschieden harten Schichten zusammengesetzt sind, werden vom Sandgebläse zerfasert und zerfallen zuletzt. Solche Faserungen treten deutlich an dem Sphinx von Djiseh hervor.

In der Sahara kommen stellenweise Trockenthäler oder sogenannte Wadis vor. Man glaubt, dass es alte, vom Wasser ausmodellierte versandete Thäler sind. Das Wasser aus der Umgebung fliesst hinein und versickert dann im Sande. Beim Bohren von Brunnen trifft man in geringer Tiefe auf Wasser und diese Thäler sind es, wo die Franzosen grossen Erfolg mit ihren artesischen Brunnen gehabt haben.

Vieles deutet darauf hin, dass das Klima der Sahara in sehr später, sogar in historischer Zeit, viel besser (regenreicher) gewesen ist wie jetzt; mit anderen Worten, eine beständige Verschlechterung desselben scheint in jüngster Zeit stattgefunden zu haben. Jedenfalls findet man Spuren von alter Kultur an Stellen, die jetzt unbewohnbar sind.

Dünen und ihre Wanderung. Die Art und Weise, wie die Dünen entstehen, ist sehr leicht zu verstehen. Der Sand der Küste wird vom Wind ins Land hinaufgetrieben. Wäre das Land ganz eben, so würde sich der aufgetriebene Sand gleichmässig darüber verteilen. Findet er aber ein Hindernis, wie einen in den Boden eingeschlagenen Pfahl, so wird der Wind vor und hinter dem Pfahl *PP* (Fig. 234) geschwächt und lässt dort einen Teil des mitgeschleppten Sandes fallen. Vor dem Stab entstehen Wirbel, und eine Vertiefung bildet sich. Hinter dem Stab setzt sich der Sand mehr gleichmässig ab.

Zuletzt bedeckt der Sand den ganzen Pfahl, wie bei P^1P^1, das einen früher eingeschlagenen Pfahl bezeichnen mag. Die so entstandene Düne ist hügelförmig; durch Eintreiben von mehreren Pfählen in einer Reihe kann man rückenförmige Dünen erhalten. Ihre Böschung ist auf der Luvseite viel weniger steil als auf der Leeseite. Da der Wind zu verschiedenen Zeiten verschieden stark ist, können ungleiche Schichten von mehr oder weniger feinem Korn vorkommen, wie in der Figur bei *A*.

Die Dünenbildung geht genau so vor sich wie die Schneeanhäufung durch den Wind, man hat daher reichliche Gelegenheit, diese Erscheinung zu studieren.

Die Dünen folgen einander in bestimmten Entfernungen, wie in der Sahara. In Gegenden, wo die Dünen sich nur über eine mässige Breite der

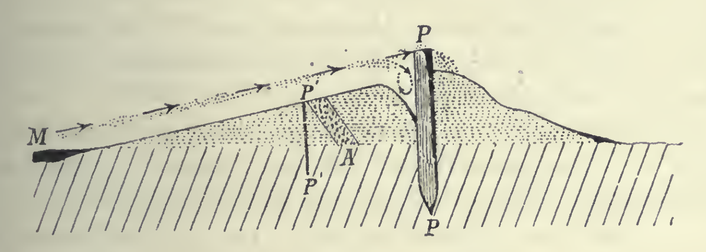


Fig. 234. Bildung von Dünen.

Küste erstrecken, z. B. in Holland, wo diese Breite zwischen 400 und 1000 m wechselt, kommen nur wenige Dünenkämme vor. In den Gegenden, wo der Passatwind herrscht, erreichen sie bisweilen bedeutende Höhen, so an der madagassischen und tunesischen Küste 140 m und mehr. An der südspanischen und der gascognischen Küste können sie 90, an der holländischen 60, an der jütländischen 30 und auf der Kurischen Nehrung 70 m Höhe erreichen.

Die gewöhnliche Form der Düne ist die eines langgestreckten Hügels. Diese Form kommt in Europa und in der Sahara allgemein vor. Daneben giebt es rundliche und sichelförmige Dünen, die letzten sollen in Turkestan die Regel sein.

Die Dünen wandern ins Land hinein. Dabei können sie sehr grossen Schaden anrichten, indem sie bebauten Boden, Waldungen und Wohnungen mit Sand bedecken. Nach dem Vorüberziehen des Sandhügels kommen die Bäume als schwarze, morsche Skelette, die Wohnungen als Ruinen wieder zum Vorschein. Auf der Kurischen Nehrung ist die

Wanderungsgeschwindigkeit auf 6 bis 9 m pro Jahr geschätzt worden. So müssen beim Nahen der Düne Dörfer verlassen und an anderen Stellen aufgebaut werden. Im Jahre 1757 wurde die Kirche zu Rantum auf Sylt abgebrochen, weil die Düne sie erreichte. 35 Jahre später war die Düne darübergewandert, die Ruinen der Kirche lagen frei am Ufer. Sie wurden bald vom Meer weggespült, das im Jahre 1841 210 m weiter ins Land eingedrungen war und über den Ruinen der alten Kirche eine Tiefe von 3,6 m besass. Die zweite Kirche von Rantum war damals auch schon längst unter der Düne verschwunden.

Staubfälle. Bisweilen führt der Wind grosse Mengen von Staub mit, welcher sich allmählich absetzt. Sehr häufig ist dieser Staub vulkanischen Ursprungs. Die bekanntesten Fälle sind die Aschenregen, die den Ausbruch des Coseguina in Central-Amerika 1835 und den des Krakatau 1883 begleiteten. Die Asche fiel damals in Entfernungen von 1400 bezw. 4500 km von der Ausbruchsstelle nieder. Ein anderer solcher Fall trat im März 1875 ein, als Bimsteinstaub aus Island etwa 2000 km entfernt, in Stockholm niederfiel.

Aber auch gewöhnlicher Staub, welcher von der Erdoberfläche aufgewirbelt ist, kann vom Winde sehr weite Strecken getragen werden. Der merkwürdigste Fall dieser Art ist der grosse Staubfall über Europa am 9.—12. März 1901, welcher von Hellmann and Meinardas genau untersucht wurde. Das Feld, auf dem der Staub niederfiel, erstreckte sich von dem südlichen verwüsteten Teil der Algerei bis zu den dänischen Inseln, eine Strecke von etwa 2800 km mit einer Breite von etwa 800 km. Der Staub fiel in Algier und Tunis bei stürmischem, trocknen Wetter, in Italien ausserdem mit Regen. In nördlicheren Gegenden war der Staubfall mit Niederschlag verbunden.

Die Staubkörner erwiesen sich als Wüstensand aus Quarz, Glimmer, Feldspath, Kalkspath und eisenhaltigen Mineralien. Keine vulkanischen Bestandteile waren darin aufzufinden, sondern der Staub als Löss zu bezeichnen. An einigen Stellen fiel der Staub zufolge von Stauungen reichlicher nieder als in der Umgebung, so auf der Südseite der Ostalpen und in Holstein. An anderen Stellen zeigte das Staubfeld Lücken, wie in grossen Teilen Süddeutschlands.

Dass der Staub aus der afrikanischen Wüste stammte, geht mit Deutlichkeit aus der Zeit seines Auftretens hervor. Am Vormittag des 9. März füllte dichter Wüstenstaub die Luft zu Biskra. Am Abend des 9. März trat ein trockner Scirocco mit heftigem, rotgelbe Wolken mitführendem Südostwind in Tunis auf. Am folgenden Tag fiel dort dichter

Staub, welcher die Sonne vollkommen verfinsterte, bis zu einer Tiefe von 0,5 mm. Ähnlich waren die Erscheinungen auf der Südküste Siciliens, wo (in Catania) der staubgemengte Regen am 10. um 9 Uhr V.M. anfing. Derselbe hatte sich gegen den Mittag bis nach Neapel, um 4 Uhr N.M. bis Rom und um 11 Uhr Nachts bis Livorno und Fiume verbreitet. In den Alpenländern fiel der Staub bei Regen, Schnee oder Hagel unter heftigem Gewitter in der Nacht vom 10.—11. März, in den nördlichsten Teilen erst am Morgen des 11. An diesem Tage verbreitete sich der Staubregen bis Schemnitz in Ungarn um 12 Uhr, er erreichte den Thüringer Wald um 7—8 Uhr V.M., Potsdam um 10 Uhr V.M., Mecklenburg-Strelitz um 11—12 Uhr V.M., die Ostseeküste um 2—3 Uhr N.M.; in Bremen und Hamburg fiel am Spätabend und in der Nacht rötlicher Schnee. Die mittlere Geschwindigkeit der Verschiebung betrug etwa 50 km pro Stunde.

Die mittlere Grösse der Staubkörner wurde auf 0,02 mm geschätzt, sie wechselte zwischen 0,001 und 0,08 mm. Der Staubfall pro m² wurde in Taormina (Sicilien) auf 2,1, in Livorno auf 4,5, in Görz auf 11,2, im westlichen Kärnthen auf 8, in Klagenfurt auf 1,5, in Schemnitz auf 1,9, in Hamburg auf 1,7 und in Lütjenburg (Holstein) auf 4,2 g geschätzt. Die ganze niedergefallene Staubmenge wird auf etwa 4 Millionen Metertonnen geschätzt.

XIII. Die Gewitter.

Elektrische Natur der Gewittererscheinungen. Die grossartigen Phänomene, welche sich bei den Gewittern entfalten, üben eine mächtige Wirkung auf Menschen und Tiere aus. Schon in den ältesten historischen Zeiten suchte man deshalb nach Erklärungen für das Zustandekommen des Blitzes und des Donners. Bis vor etwa 150 Jahren herrschte die Ansicht, dass dieselben von der Explosion fetter oder schwefelhaltiger Dünste in der Luft herrührten.

Sobald etwas grössere elektrische Maschinen konstruiert wurden und man lange elektrische Funken zu beobachten Gelegenheit hatte, war die Ähnlichkeit des Blitzes mit dem elektrischon Funken aufgefallen. Schon Wall (1698) hat diese Ähnlichkeit hervorgehoben und nach ihm andere, darunter Winkler (1746) mit grosser Ausführlichkeit und Bestimmtheit. Wall zog einen Funken aus geriebenem Bernstein und verglich das Knistern dabei mit dem Donner, den Funken selbst mit dem Blitz. Franklin schlug bald danach einen Versuch vor, mit Hilfe von in grosser Höhe angebrachten Spitzen die Elektrizität der Gewitterwolken aufzufangen (1749). Dieser Versuch wurde von Dalibard in der Nähe von Paris und einen Monat später von Franklin selbst bei Philadelphia ausgeführt. Er benutzte dabei Drachen, die mit Spitzen versehen waren. Die Elektrizität wurde durch die Schnur des Drachens zum Beobachter geführt, welcher Funken aus einem am Schnur angehängten Metallgegenstand (einem Thürschlüssel) zog. De Romas erhielt auf diese Weise Funken von 3—4 m Länge und 3 cm Dicke, die heftige Licht- und Schall-Erscheinungen hervorriefen. Diese Versuche, welche die ganze Aufmerksamkeit der gebildeten Welt auf sich zogen, wurden jedoch wegen der grossen damit verbundenen Gefahr nicht oft wiederholt. Der Petersburger Physiker Richmann wurde von dem elektrischen Funken bei einem solchen Versuch getötet.

Nachdem in jüngster Zeit den oscillierenden Entladungen immer mehr Aufmerksamkeit geschenkt wurde, ist man zu der Ansicht gelangt, dass die Blitze wie die gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine oscillierenden Entladungen zuzuschreiben sind. Besonders haben die Untersuchungen von Oliver Lodge zu diesem Schluss geführt.

Verschiedene Arten von Blitzen. Arago, der die Gewittererscheinungen sehr eingehend beschrieb, hat folgende vier Arten von Blitzen aufgestellt: Linienblitze, Flächenblitze, Perlenschnurblitze und Kugelblitze. Sogenanntes Wetterleuchten rührt von Blitzen her, die so weit entfernt sind, dass der Donner nicht gehört wird. Es kommt nur in der Nacht vor und wird deshalb in der Gewitterstatistik nicht unter den gewöhnlichen Gewittern aufgeführt.

Die Linienblitze sind die gewöhnlichsten. In älteren Abbildungen werden sie als zickzackförmig dargestellt. In neuerer Zeit hat man viele Photographien dieser Blitze aufgenommen. Diese Photographien zeigen gewöhnlich einen stark verästelten krummlinigen Verlauf des Blitzes, welcher mit einem Baum oder einem Strom vergleichbar ist. Die Verästelungen sind bei Entladungen zur Erde gewöhnlich von dem Punkte, wo sie in der Luft sich verzweigen, nach unten gerichtet. Ebenso haben die Verästelungen bei einem gewöhnlichen Funken einer Elektrisiermaschine eine bestimmte Richtung, nämlich von dem positiven zum negativen Pol hin. Die Verästelungen der Linienblitze scheinen demnach darauf hinzudeuten, dass in den meisten Fällen die Gewitterwolken, deren Blitze die Erde treffen, positiv gegen sie geladen sind.

Die Photographien zeigen häufig mehrere einander parallele Bahnen des Funkens. Man ist darüber einig, dass dieselben den verschiedenen oscillierenden Entladungen entsprechen. Wenn die Spannung genügend gross geworden ist, um die zwischen den beiden Wolken oder der Wolke und der Erde liegende Luftschicht durchzuschlagen, so bildet sich ein Funkenkanal, durch den schon eine schwächere Spannung sich auszugleichen vermag. Die späteren Entladungen folgen deshalb recht getreu der alten Entladungslinie. Kayser, der zuerst einen mehrfachen Blitz mit feststehender Kamera photographierte, erklärt diese Erscheinung so, dass in der Zwischenzeit zwischen den verschiedenen Entladungen der Funkenkanal sich mit dem Wind verschoben hatte. Man hat sogar künstlich diese Verschiebungen auf die Weise hervorgerufen, dass man die Kamera während der Aufnahme langsam bewegte. Auf diese Weise hat Precht eine fünffache Entladung photographiert (Fig. 235). Er schätzte die Zeit der Bewegung der Kamera

auf 1,2 Sek., wonach die Dauer einer einzelnen Oscillation 0,3 Sek. betragen würde. Diese Oscillationszeit ist wohl bedeutend grösser als diejenigen, mit welchen wir durch physikalische Versuche bekannt sind. Es liegt aber nichts unmögliches darin, Oscillationen von so langer Dauer für die Blitze anzunehmen. Eine lange Dauer kommt besonders den Blitzen zu, welche durch Entladungen von einer Wolke zu einer anderen zustande kommen. Entladungen von einer Wolke zur Erde sind häufig von sehr kurzer Dauer, sodass (nach Dove) in ihrer Beleuchtung ein schnell gedrehter Kreisel still zu stehen scheint. Einige Blitze gehen auch von den Wolken in den reinen Himmel hinauf. Sie ähneln ganz einem in der Wolke wurzelnden entlaubten Baum.



Fig. 235.
Fünffacher Linienblitz nach Precht.

Das Spektrum der Linienblitze ist von Kundt untersucht worden. Dasselbe ist ein stark ausgeprägtes Linienspektrum, dessen Linien die Anwesenheit von glühendem Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff im Funkenkanal angeben. Pickering hat jüngst das Spektrum des Blitzes photographiert. Von 19 Linien in demselben, die er genau messen konnte, gehörten nur zwei zu Stickstoff und Sauerstoff, drei zu Wasserstoff (aus Wasserdampf), elf entsprechen Argon, Krypton und Xenon, eine Neon und eine, die kräftigste, die zufälligerweise mit einer Calcium-Linie zusammenfällt, liegt zwischen einer Linie des Argons und einer des Neons ganz nahe an beiden. Die Farbe der Blitze wird dadurch verständlich. Wie alle intensive Lichtentwickelungen geben sie einen Eindruck von weissem Licht. Häufig zeigen sie einen Stich ins purpurne, wie das Licht bei Entladungen in Stickstoff. Auch andere Farbentöne sind bei den Linienblitzen wahrgenommen, wie blau, gelblich, goldgelb und grün. Nach Elster und Geitel sind die Blitze rötlich

gefärbt, wenn sie von der Erde ausgehen, also die Wolke negativ geladen ist, bläulich dagegen, wenn sie in umgekehrter Richtung verlaufen. Diese Färbung entspricht derjenigen der elektrischen Funken.

Die Linienblitze können ganz beträchtliche Längendimensionen aufweisen. Wenn sie zwischen Wolke und Erde überschlagen, ist ihre Länge von der Höhe der Gewitterwolke bestimmt, und beträgt selten mehr als 2—3 km. In Toulouse hat Petit Blitze beobachtet, die 13 bis 17 km Länge erreichten. Frank hat sogar von Grimming am Ennsthal einen längs der Wolken verlaufenden Blitz beobachtet, dessen Gesamtlänge er zu 49 km berechnete. Vielleicht sind diese langen Blitze aus mehreren kleinen Partialentladungen zusammengesetzt.

Die Flächenblitze bestehen, wie der Name sagt, darin, dass eine grosse Fläche, z. B. von einer Wolke, auf einmal aufleuchtet. Sie können teils nur scheinbar sein, indem eine Wolke von einem entfernten, durch andere Wolken verdeckten Linienblitze erleuchtet wird. Teils können sie auch von schwachen Entladungen herrühren, welche dem Büschellicht bei Elektrisiermaschinen entsprechen. Diese Entladungen geschehen gleichzeitig über einer grossen Wolkenfläche und sind wohl als Folgen von starken elektrischen Störungen in der Nähe der Wolke anzusehen. So sind diese Entladungen nach einem Linienblitze sehr gewöhnlich.



Fig. 236. Perlenschnurblitze nach Riggenbach.

Das Spektrum dieser bläulichweiss oder violett gefärbten Blitze zeigt Banden auf, welche dem Bandenspektrum des Stickstoffs nach Kundts Untersuchungen entsprechen. Sie rühren offenbar von schwachen Partialentladungen zwischen den verschiedenen Teilen der Wolke her.

Die Perlenschnurblitze sind relativ selten. Die Funkenbahn zeigt an verschiedenen Stellen starke Erweiterungen, sodass sie wie eine Perlenschnur erscheint. Fig. 236 zeigt eine Photographie solcher Blitze nach Riggenbach.

Die eigentümlichste Erscheinung auf diesem Gebiet sind die Kugelblitze. Vielfache Versuche von Planté, Lepel, Toepler und Hesehus, sie künstlich nachzuahmen, sind ohne entscheidenden Erfolg geblieben. Hesehus verband den einen Pol einer Wechselstrommaschine von 10000 V. mit einer Wassermasse, den anderen Pol mit einer Kupferplatte 2—4 cm über der Wasseroberfläche. Die Entladung bildete einen Funken, der bisweilen die Form einer Kugel annahm, welche sich leb-

haft bewegte und den Luftströmungen folgte. Derselbe entwickelte braune Dämpfe und teilte sich bisweilen wie die Kugelblitze. Ähnliche Versuche wurden von Planté mit Akkumulatoren, von Lepel und Toepler mit Influenzmaschinen ausgeführt. Ein Kugelblitz wurde von v. Haidinger abgebildet (Fig. 237).

Als typisches Beispiel möge ein Kugelblitz angeführt werden, der in der Nähe von Upsala am 2. Juli 1883 durch ein Haus ging, worüber gleich nachher Bericht aufgenommen wurde. Er stieg während eines Gewitters schräg vom Himmel ungefähr in der herrschenden Windrichtung nieder und ging dann in dem schmalen Riss zwischen dem Fensterpfosten und einem als Ersatz einer Fensterscheibe angenagelten Tuch in ein kleines Haus hinein, wo drei Personen ihn beobachten konnten. Beim Eintritt machte er einen etwa 0,2 cm tiefen, 0,5 bis 1 cm breiten Riss quer etwas schräg nach unten im Fensterpfosten. Ferner stürzte er einige Holzgeräte um, die auf dem Fenstertisch aufgestellt waren. Der Blitz war goldgelb und eiförmig, etwa 1 m nach dem längsten Durchmesser. Er folgte dem Zug im Zimmer in einem nach unten konvexen Bogen mit der Geschwindigkeit eines gehenden Mannes, bis er durch einen mit Moos zugestopften, etwa 0,8 cm hohen und 10 cm breiten Spalt hinaustrat, wobei er das Moos herausriss. Die Zeugen, von welchen einer etwa 1 m von der Bahn des Blitzes sass, fühlten keine Wärme, die von dem Blitz berührten Gegenstände, wie der Fensterpfosten und das ausgerissene Moos, zeigten keine Brandmarken. Der Blitz verbreitete auch keinen Geruch. Er war selbstleuchtend, denn seine Farbe wurde beschrieben als diejenige von sonnenbeschienenem Gold. Bald nach seinem Austritt aus dem Haus geschah eine heftige Detonation.

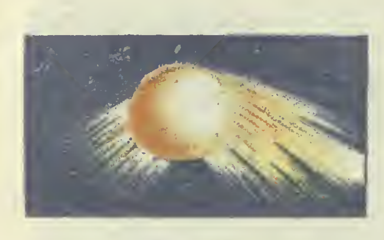


Fig. 237.
Kugelblitz nach v. Haidinger.

Die Farbe der Kugelblitze, welche von vielen als optische Täuschungen (Nachbilder) angesehen werden, was in diesem wie in mehreren anderen Fällen ausgeschlossen erscheint, wird wechselnd als rot, gelb und purpurn angegeben. Ihre Grösse ist auch verschieden, meist wie diejenige eines Kopfes oder einer Faust, bisweilen sind sie nur eiergross. Der von Haidinger beschriebene Kugelblitz muss dagegen riesige Dimensionen besessen haben. Sie üben starke mechanische Wirkungen aus. Nach Cadenat können sie durch geschlossene Thüre oder Fenster

gehen, wobei sie Löcher durch das. Holz bohren oder dasselbe zersplittern und kreisförmige Löcher mit glattem Rand in den Glasscheiben ausschneiden. (18.—19. Aug. 1890 zu St. Claude.) Wenn sie in der Nähe von festen Körpern detonieren, verursachen sie grossen Schaden wie ein gewöhnlicher Blitzschlag, zerreissen, schmelzen Metalle und zünden. Bisweilen senden sie dabei gewöhnliche Blitze aus. An elektrischen Drahtleitungen scheinen sie bei Gewittern nicht selten aufzutreten, meist in Form von kleinen leuchtenden Eiern, die von den Drähten hinunterspringen.

Der Donner. Die Blitze sind von einem Donner begleitet, welcher meist in ein langes Rollen mit abwechselndem Auf- und Abschwellen übergeht. Wenn der Blitz niederschlägt, giebt er gewöhnlich einen viel schärferen, trockneren Knall, gegen welchen der nachfolgende Donner zurücktritt. Das Rollen des Donners rührt daher, dass die Blitzbahn lang ist und viele Verästelungen hat, sodass der Schall zu recht verschiedenen Zeiten zum Ohr des Beobachters gelangt, teils auch daher, dass der Schall an verschiedenen Gegenständen am Boden oder an Wolken reflektiert wird. Schliesslich können auch mehrere kleinere Entladungen der Hauptentladung vorangehen oder nachfolgen.

Wegen der geringeren Dichte der Luft in höheren Schichten ist der Donner der in diesen Schichten erfolgenden Entladungen weniger kräftig als derjenige von Blitzen, die zur Erde hingehen. Die Hörweite wird auf etwa 16 und höchstens 30 km geschätzt, ist also viel geringer als diejenige von Kanonensalven.

Von der Entfernung der Gewitter macht man sich in der Weise eine Vorstellung, dass man die Zeit in Sekunden zwischen Blitz und Donner durch 3 teilt, wobei die Entfernung in Kilometer herauskommt. Der Schall braucht nämlich im Mittel 3 Sek. zur Zurücklegung eines Kilometers.

Die geringe Hörbarkeit der Gewitter erklärt sich daraus, dass der Schall zufolge von hoher Temperatur an der Erdoberfläche oder vom Winde abgelenkt wird (vgl. unten). Darum ist das Wetterleuchten auch so häufig.

Diese Erklärung gilt aber offenbar nicht, wenn das Gewitter sehr hoch am Himmel oder gar im Zenith steht. Trotzdem kommen in den Tropen häufig und bei uns bisweilen, besonders bei Hagelwetter, Gewitter mit Blitzen in der Nähe des Zeniths vor, welche nicht hörbar sind. Die Entladungen sind dabei vermutlich sehr schwach wie bei Flächenblitzen.

Wirkungen des Blitzes. Die Energie des Blitzes ist ganz bedeutend. Was zunächst das Potential der Wolken gegenüber der Erdoberfläche betrifft, so schwebt man in grosser Ungewissheit über seinen Betrag. Mit elektrisch geladenen Kugeln von 6 cm Durchmesser hat man Versuche angestellt, welche zeigen, dass zur Entstehung eines Funkens von 0,1 cm Länge eine Potentialdifferenz von etwa 4500 Volt nötig ist. Für grössere Längen der Funken wächst die nötige Potentialdifferenz ungefähr der Länge proportional, jedoch etwas langsamer, sodass ein 1 cm langer Funke einer Potentialdifferenz von etwa 29400 Volt entspricht. Die grösste Potentialdifferenz bei solchen Versuchen ist neuerdings von Trowbridge angewendet worden, welcher mit 3 Millionen Volt einen Funken von 2 m Länge erzeugte. Man kann demnach wohl nur behaupten, dass die Potentialdifferenzen, welche zu kilometerlangen Funken Anlass geben, wahrscheinlich hunderte bis tausende von Millionen Volt erreichen. Die Stromstärke des Blitzes ist aus ihrer magnetisierenden Wirkung geschätzt worden. Um diese zu messen, legte Pockels Basaltstäbe in 7,4 cm Entfernung vom Fusse eines Blitzableiters auf die Erde. Nach Blitzschlägen wurden ihre magnetischen Eigenschaften untersucht und mit denen verglichen, die ähnliche Stäbe unter Einwirkung bekannter elektrischer Ströme annehmen. Auf diese Weise erhielt Pockels Werte von 6000 bis 20000 Ampère. Zu ähnlichen Resultaten waren schon früher W. Kohlrausch und L. Weber gekommen, weshalb die Grössenordnung von 10000 Ampère wohl als richtig angesehen werden kann.

Toepler untersuchte Blitzspuren an verschiedenen Gesteinsarten und fand, dass in den meisten Fällen, 59 von 92, die Erde den positiven Pol gebildet hatte. Er erklärt das so, dass am positiven Pol der Funke nicht verästelt ist und deshalb kräftigere Spuren hinterlässt.

Die Wärmewirkungen der Blitze sind wohlbekannt. Sie vermögen starke eiserne Ketten zu schmelzen und teilweise zu verdampfen. So z. B. traf der Blitz am 19. April 1827 den Blitzableiter des Dampfers New York, der oben aus einem 1,1 cm dicken Eisenstab, unten aus einer Kette bestand, deren Ringe aus 0,6 cm dickem Rundeisen verfertigt waren. Das obere Ende des Stabes schmolz in einer Länge von 30 cm und die Kette wurde in feurig-flüssige Kugeln verwandelt, die herumgeschleudert wurden und das Schiff auf etwa 50 Stellen trotz einer dichten schützenden Hageldecke in Brand setzten.

Wenn die Blitze in Sandboden fahren, so schmelzen häufig die Sandkörner zu langen Röhren zusammen, welche Blitzröhren oder

Fulguriten genannt werden. Die Spitzen der Felsen in den Gebirgen sind häufig vom Blitz getroffen und verglast.

Sehr gewöhnlich ist, dass der Blitz gewaltsame mechanische Einwirkungen ausübt. Er durchbohrt, spaltet, zerbricht und schleudert getroffene Nichtleiter herum. In Swinton bei Manchester hob der Blitz eine 26 Tonnen wiegende Mauer von 0,9 m Dicke und 3,3 m Höhe und verschob das eine Ende um 2,7, das andere um 1,2 m, ohne die 7000 Backsteine auseinanderzureissen.

Am schwersten scheinen diejenigen Stellen beschädigt zu werden, wo die Elektrizität aus Nichtleitern in Leiter oder umgekehrt übergeht. Dahin kann man auch rechnen, dass die Spitzen der Blitzableiter am leichtesten vom Blitz geschmolzen werden.

Schlägt der Blitz in einen Baum ein, der nicht allzu gut leitet, so verwandelt er häufig den ganzen Baumstamm in kleine Holzsplitter.

Die Bäume sind in sehr verschiedenem Maass der Blitzgefahr ausgesetzt. Am meisten werden Pappeln, Birnbäume und Eichen getroffen. Eine Pappel kann als Blitzableiter dienen, wenn man eine eiserne Stange am unverzweigten Teil des Stammes entlang führt.

Prohaska schätzte, dass in den niederösterreichischen Waldungen folgende Zahl Bäume vom Blitze getroffen waren:

Eiche	32	Proz.	Birke	1,4 Proz.	
Lärche	9,5	„	Föhre	unter 1 Proz.	
Tanne	3,8	„	Buche	„ 1	„
Fichte	1,8	„	Erle	„ 1	„

Einige Forscher sind der Ansicht, dass die Blitzgefahr, welcher ein Baum ausgesetzt ist, mit der Tiefe seiner Wurzel wächst. Der Birnbaum hat z. B. tiefere Wurzel als der Apfelbaum und soll deshalb häufiger getroffen werden. Die Höhe dürfte jedoch den grössten Einfluss ausüben.

Der Blitz zündet bisweilen die Bäume an, gewöhnlicher zersplittert er sie oder bricht sie ab, in den meisten Fällen unterhalb der Laubkrone. Der Blitz läuft wie oscillierende Entladungen im allgemeinen der Oberfläche der getroffenen Gegenstände entlang, die Laubmasse und die kleinen Zweige bieten nun dem Blitz eine grosse Oberfläche, auf welcher sich seine Wirkung verteilt und deshalb nicht so heftig ist. Beim Eintritt in den unverzweigten Baumstamm dagegen

konzentriert sich die ganze Gewalt des Blitzes und zerbricht oder zerkleinert ihn, ungefähr wie beim Übergang von einem guten zu einen schlechten Leiter. Wenn dies nicht geschieht, folgt der Blitz gewöhnlich den saftigen Teilen zwischen Rinde und Holz, wodurch die Flüssigkeit verdampft und die Rinde abgeschleudert wird.

Auch die verschiedenen Materialien des Erdbodens werden in verschiedenem Maasse von dem Blitzschlag getroffen, wobei sehr viel von dem Wassergehalt des Bodens abhängt. So ist die Blitzgefahr für gewöhnlichen Thonboden 22, für Sandboden 9, für Töpferthon 7, für Keupermergel 2, wenn sie für Kalkboden gleich 1 gesetzt wird.

Nach von Szalay sind Sumpfboden und lockere alluviale Bildungen dem Blitzschlag mehr ausgesetzt als härtere Bodenarten.

Wenn der Blitz lebende Tiere oder Menschen trifft, werden sie häufig getötet, häufig nur gelähmt oder betäubt. Bisweilen kann man scheinbar Getötete wieder zum Leben erwecken, wenn man ihnen Bewegungen erteilt, welche eine künstliche Atmung hervorrufen. Die Behandlung der vom Blitz oder von starken elektrischen Entladungen Betroffenen ist genau dieselbe wie diejenige von Ertrunkenen.

Ein Mensch oder Tier kann sehr wohl bei Gewittern tötlich verletzt werden, ohne direkt vom Blitz getroffen zu sein. Wenn ein Blitz in der Nähe überspringt, können so starke Induktionserscheinungen in dem lebenden Körper auftreten, dass er getötet, gelähmt oder betäubt wird. Solche Fälle werden Rückschlag genannt. Metallische Gegenstände, wie Uhren, Uhrketten, Münzen etc., die der vom Blitze Getroffene getragen hatte, sind häufig zerrissen oder geschmolzen, bisweilen, wenn sie dünn sind, verdampft. An den Stellen, wo der Blitz aus dem relativ gut leitenden Körper zur häufig schlechtleitenden Unterlage (Holz, Stein, trockene Erde) übergeht, entstehen oft starke Verwüstungen. Sehr oft werden die Schuhsohlen zerfetzt. Die Zahl der vom Blitze getöteten Personen ist nicht so gering, wie man sich häufig vorstellt. Auf eine Million Menschen kommen pro Jahr folgende Anzahl vom Blitz getötete Personen:

In Steiermark und Kärnten . .	10,6	In Baden . .	3,8
„ Ungarn	10	„ Schweden .	3,1
„ den Vereinigten Staaten N.-A.	5	„ Frankreich .	3
„ Sachsen	5	„ Belgien . .	2,1
„ Preussen	4,4	„ England . .	1
„ Bayern	4		

Blitzschaden an Gebäuden. Vom Blitz werden auch Gebäude häufig getroffen, besonders solche von grösserer Höhe, welche die niedriger liegenden in der Umgebung gewissermaassen schützen. So werden z. B. Kirchtürme besonders häufig vom Blitz getroffen, der Strassburger Dom wurde, bevor er einen Blitzableiter hatte, jährlich mehrere male vom Blitz getroffen und häufig stark beschädigt; so z. B. erreichten die Schäden bei einem Blitzschlag im Juli 1759 einen Betrag von 100000 Franken. Im Mittel betrug der Schaden 3000 Franken jährlich. Nachdem der Blitzableiter aufgesetzt war, wurden die Blitzschläge seltener und der Schaden sehr stark herabgesetzt.

Der Blitz zündet ein Haus viel leichter (etwa 7—8 mal) an, wenn das Dach aus weichem Material, wie Stroh oder Holzspänen, verfertigt ist, als wenn es hart ist, d. h. aus Ziegel, Schiefer oder Blech besteht.

Die Blitzschläge haben eine stark ausgesprochene tägliche und jährliche Periode wie die Gewitter selbst. 59,5 Proz. aller Blitzschläge fallen in die Zeit zwischen Mittag und 6^h Nachm. Das Jahresmaximum fällt in den wärmsten Teil des Jahres.

Die Küstengegenden der Nordsee, wo die Gewitter zu anderen Zeiten auftreten, haben auch eine ganz andere Verteilung der Blitzschläge. Es findet sich dort ein Maximum nach Mitternacht und neben dem Hauptmaximum im August (241) treten kleinere Maxima im Mai (133) und im Oktober (144) auf (nach der Statistik für Schleswig-Holstein von *Hellmann*).

Man hat eine sehr starke Zunahme der Blitzgefahr in den letzten Jahren sowohl in Bayern und Württemberg als auch in Sachsen konstatiert. So hat beispielsweise die Zahl der Schadenblitze auf die Million versicherter Gebäude pro Jahr in Bayern von der Dekade 1841 bis 1850 bis zu der Periode 1891—1897 kontinuierlich von 27,5 auf 186,2 zugenommen. Dies ist ganz sonderbar, da die Zahl der vom Blitz getöteten Personen pro Million Einwohner sich nicht nennenswert geändert hat. Die Statistik für Württemberg zeigt auch die auffallende Thatsache, dass die Anzahl der Brandschäden aus anderen Gründen pro Million versicherter Gebäude in nahezu demselben Verhältnis wie die gemeldeten Schäden durch Blitzschläge zugenommen hat. Es liegt deshalb nahe, mit A. *Schmidt* anzunehmen, dass die Zunahme nur scheinbar ist und auf eine fleissigere Meldung der Schäden als in früheren Zeiten zurückzuführen ist.

Die aus Schornsteinen aufsteigenden warmen Verbrennungsgase gleichen die elektrischen Spannungen zwischen der Erde und oben-

liegenden Wolken aus, sie vermindern demnach die Blitzgefahr. Nach Hellmann fallen von 1000 Blitzschäden in Deutschland 6,3 auf Kirchen, 8,5 auf Windmühlen, dagegen nur 0,3 auf Schornsteine. In Ungarn sind nach v. Szalay nur solche Schornsteine vom Blitz getroffen worden, aus denen kein Rauch aufstieg. In manchen Gegenden soll man auch von Alters her zum Schutz gegen den Blitz bei annahendem Gewitter Feuer in den Herden anzünden.

Auch die vielen Drähte, welche zum telegraphischen oder Fernsprech-Betrieb in und über den Städten ausgespannt sind, schützen gegen den Blitz. Diese Drahtnetze und die vielen rauchenden Schornsteine bewirken, dass über grossen Städten die Blitzschläge relativ selten sind.

Blitzableiter. Zur Vermeidung der Unglücksfälle und materiellen Schäden, welche von dem Einschlagen des Blitzes verursacht werden, schlug Franklin vor, hohe mit der Erde leitend verbundene, metallene, gewöhnlich eiserne Stangen neben und über den Häusern aufzustellen. Diese Stangen, die sogenannten Blitzableiter, müssen oben in eine scharfe Spitze enden, deren Aufgabe es ist, die Ausströmung der Elektrizität in die Luft zu vermitteln. Aus einer feinen Nadelspitze strömt die Elektrizität um so leichter aus, je feiner sie ist und je höher ihr Pontential über demjenigen der Umgebung liegt. Um die Schärfe der Blitzableiterspitzen zu erhalten, muss man sie aus einem Material verfertigen, welches von den Gasen der Atmosphäre nicht angegriffen wird. Daher die Vorschrift, dass die Spitze aus Gold oder Platin verfertigt oder vergoldet sein soll.

Je höher die Spitze über das Haus, das sie schützen soll, hinaufragt, um so grösser ist der Unterschied zwischen ihrem Potential und demjenigen der Umgebung, um so leichter strömt sie die Elektrizität aus, um so sicherer wirkt sie. Man drückte dies früher so aus, dass der Blitzableiter eine um so grössere Fläche schützt, je höher er liegt und nahm als Regel an, dass ein Gegenstand, dessen Entfernung von der durch die Spitze gelegten Lotlinie geringer ist als ihr doppelter Vertikalabstand von der Spitze, der Blitzgefahr nicht ausgesetzt ist. Mit anderen Worten, die Gegenstände, welche unter einem Conus, dem sog. Schutzconus, von 120° Winkel liegen, dessen Spitze mit derjenigen des Blitzableiters zusammenfällt, sind geschützt. In England nimmt man den Radius des geschützten Kreises nur gleich dem Vertikalabstand an. (Der Winkel des Schutzconus ist dabei nur gleich 90° angenommen.)

Um die Ausströmung der Elektrizität aus dem Blitzableiter zu er-

leichtern, befestigt man häufig am oberen Ende der Blitzableiterstange nicht eine, sondern mehrere Spitzen. Am weitesten in dieser Richtung ist Melsens gegangen, welcher an den Kanten des Daches eine Reihe von eisernen Stangen von unbedeutender Länge anbringt, welche in Bündel von divergierenden, nach oben gerichteten Spitzen endigen. Dieses System wurde sehr gelobt, es wurde am Hotel de Ville in Brüssel mustergiltig ausgeführt, trotzdem wurde dieses Haus durch einen Blitzschlag angezündet und brannte nieder. Der Hauptfehler des Systems liegt vielleicht in den allzu niedrigen Stangen.

Der Blitzableiter hat einen doppelten Zweck, erstens und hauptsächlich durch Ausströmung von Elektrizität die entgegengesetzte Ladung der Wolken zu neutralisieren, zweitens aber, wenn dies nicht gelingt, sondern der Blitz zur Erde schlägt, ihm eine gutleitende Bahn zu bieten, und zu verhindern, dass er den Weg durch andere Gegenstände nimmt. Damit die Stange nicht schmilzt, muss man ihr einen nicht all zu geringen Querschnitt geben; man hat gefunden, dass dieser nicht geringer als 0,5 cm^2 sein darf, wenn die Stange aus Eisen oder Kupfer besteht. Gewöhnlich verwendet man eiserne Stangen von etwa 2 cm Durchmesser.

Man muss mit peinlicher Sorgfalt verhüten, dass der Blitzableiter irgendwo unterbrochen ist. An solchen Stellen muss nämlich der Blitz einmal von einem guten Leiter zu einem Nichtleiter übergehen, einmal umgekehrt. Daher tritt an solchen Stellen starker Schaden ein, so dass der Blitzableiter mehr schädlich als nützlich wirkt. Ebenso muss die Verbindung zur Erde gut sein. Es wird deshalb gewöhnlich vorgeschrieben, man solle den Blitzableiter bis zu einem Brunnen, oder überhaupt zum Grundwasser führen. Da diese Leitung häufig grosse Kosten verursacht, schlägt Findeisen vor, man solle sich damit begnügen, das untere Ende des Blitzableiters zu verzweigen und die Zweige ein Stück unter den Rasen leiten. Häufig lässt man den Unterteil des Blitzableiters in eine grosse Platte aus Eisen enden, damit der Übergangswiderstand zur Erde nicht zu gross wird. Diese Platte wird gewöhnlich mit Holzkohle umgeben, welche sie gegen Verrostung schützt.

Bei einer heftigen Entladung im Blitzableiter können durch Induktion in Metallmassen, Gasröhren u. s. w., im Inneren des Hauses elektrische Ströme entstehen, welche zu Funken Anlass geben, genau wie in elektrischen Resonatoren. Diese Entladungen können ebenso gefährlich sein wie die Blitze selbst. Es war ein solcher Funken an einer Gasleitung, und die dadurch entstandene Entzündung des Gases, der das Hotel de

Ville in Brüssel zerstörte. Es hilft in solchen Fällen nicht, dass die Gegenstände mit der Erde verbunden sind. Um diesem Übelstand so weit wie möglich vorzubeugen, wird vorgeschrieben, dass man alle grösseren Metallmassen und Rohrleitungen für Wasser, Gas und Spülwasser, ebenso wie Dachrinnen, mit dem Blitzableiter verbindet, wenigstens wenn sie nahe beim Blitzableiter verlaufen. Die Dachrinnen sollen an ihrem unteren Ende mit der Erde verbunden sein, damit da kein Funke überspringt.

Oliver Lodge hat eine grosse Zahl von Versuchen angestellt, welche die Blitzableiterfrage berühren. So z. B. brachte er die inneren Belegungen von zwei Leydnerflaschen in Verbindung mit den Polen einer Influenzmaschine und verband die äusseren Belegungen teils mit einer Funkenstrecke (B), teils mit einer metallischen Leitung. Er konnte die Funkenlänge verändern bis die Funken ebenso häufig durch die Funkenstrecke B, wie durch die metallische Leitung gingen. Die Grösse dieser „kritischen Distanz" diente als ein Maass der Schwierigkeit, mit welcher die metallische Verbindung die elektrischen Oscillationen, welche von den Leydnerflaschen ausgingen, abzuleiten vermochte.

Die Leitfähigkeit des Drahtes ist ohne Belang, seine Länge oder richtiger seine Selbstinduktion ist maassgebend. Eisen wirkt etwas besser als Kupfer. Ein Band wirkt besser wie ein Draht von gleicher Länge und Querschnitt, was zu erwarten ist wegen der oscillierenden Entladung. Die kritischen Funkenlängen waren 6,12 bezw. 8,34 cm. Ganz ausserordentlich wurde die Leitung durch einen Stanniolstreifen verschlechtert, der in eine Spirale gewickelt war (wodurch die Selbstinduktion bedeutend erhöht wurde; die kritischen Funkenlängen waren 0,6 bezw. 6,4 cm). Einführung eines Eisendrahtbündels in die Spirale gab keine Veränderung, woraus geschlossen wurde, dass die Magnetisierung des Eisens zu langsam erfolgt, um die Selbstinduktion zu erhöhen. Dies ist von Wichtigkeit für die Brauchbarkeit der Eisenstangen als Blitzableiter.

Gegen Kugelblitze vermögen die Blitzableiter nicht zu schützen. Babinet sprach die Ansicht aus, dass die meisten Schäden in Häusern von Kugelblitzen verursacht werden, eine Ansicht, die wohl stark übertrieben ist.

Elmsfeuer. Bei genügend starkem Potentialfall strömt die Elektrizität aus Spitzen und Unebenheiten aus. An einer gewöhnlichen Elektrisiermaschine ist diese Erscheinung sehr leicht wahrzunehmen

(Fig. 238 und 239). Die Ausströmung positiver Elektrizität ist durch einen büschelförmigen Funken am Ende der Spitze gekennzeichnet, bestehend aus einem leuchtenden Stiel, ein bis mehrere cm lang, von dessen Ende eine divergierende Garbe von Lichtfäden ausstrahlt. Die negative Entladung ist viel weniger auffallend, sie giebt sich meist nur durch ein winziges punktförmiges Fünkchen kund. Wenn das Potential der Umgebung Null ist, so beginnt die Entladung bei um so niedrigerem Potential, je schärfer die Ausströmungsspitze ist. Für sehr feine Stahlnadeln von 0,35 mm Dicke, deren Spitze einen Krümmungshalbmesser von etwa 0,015 mm besitzt, fängt die Entladung bei positiver Ladung bei 5050 Volt und bei nega-

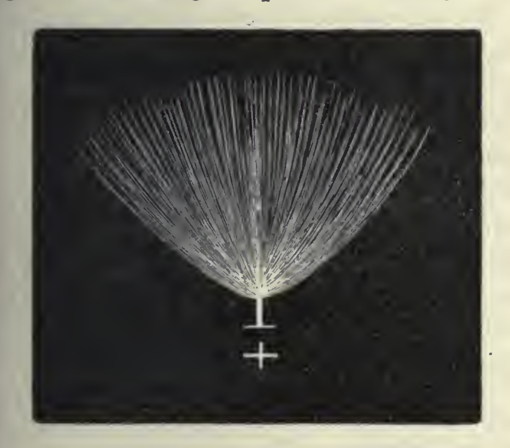


Fig. 238.



Fig. 239.

;iver Ladung bei 4450 Volt in Luft von 70 cm Druck an. Die Ausströmung steigt stark mit der Ladung, z. B. für positive Ladung von 0,12 ›is 1,2 Millionstel Ampère, während E von 5800 auf 9500 Volt zunimmt. 3ei niedrigem Druck geht die Entladung leichter vor sich als bei hohem, ;o z. B. ist bei 40 cm Druck das Entladungspotential im vorliegenden 'alle 4000 bezw. 3100 Volt für positive bezw. negative Ausströmung. Wie vir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche meistens negativ geladen ınd die Ladung ist in den Bergen höher als in der Ebene. Besonders ıohe Werte nimmt die Ladung an, wenn geladene Wolken der Erdberfläche nahe kommen. Dementsprechend beobachtet man Elmseuer beinahe nur, wenn Wolken sehr niedrig stehen. Meistens treten ie bei Schneegestöber, überhaupt gewöhnlich bei Niederschlägen auf.)iese sind besonders häufig in den Bergen, deshalb sind Elmsfeuer›eobachtungen auf Höhenstationen (wie Blue Hill bei Boston, Sonnblick ınd Ben Nevis) nicht selten.

Schon in der Römerzeit war diese Erscheinung unter dem Namen Castor und Pollux bekannt und galt als ein glückliches Vorzeichen. Sie zeigte sich bisweilen auf den Lanzenspitzen der Soldaten und galt dann als Siegesvorbote. Zur See zeigen sich nicht selten Flämmchen auf den Spitzen der Masten und Raaen. Auf ebener Erde gehen sie von Blitzableitern, Fahnenstangen, Turmspitzen, Dachfirsten und Baumgipfeln aus. Bei einem heftigen Schneegestöber auf dem Sonnblick leuchtete nach v. Obermayer der ganze Blitzableiter hinter dem Beobachtungsturm so stark, dass man glaubte, ein Beobachter habe Licht im Turme angesteckt. Windfahne und Anemometer leuchteten ebenfalls, ebenso die Hüte, die Kopfhaare bei unbedecktem Kopf und der Bart, sowie die Lodenkleider der Beobachter. Besonders schön war die Ausstrahlung aus der Hand, wenn sie gehoben wurde. Häufig hört man bei solchen Gelegenheiten ein zischendes Geräusch.

Die elektrische Ausströmung wechselt häufig ihr Zeichen (wie die Luftelektrizität). In der Zeit Nov.—Febr. kam auf dem Sonnblick in 91 von 100 Fällen negatives Elmsfeuer vor, während im März—Sept. positives Elmsfeuer in 55 Proz. beobachtet wurde. Das Zeichen der Elektrizität bei Niederschlag scheint von dessen Natur abhängig zu sein. So fanden Elster und Geitel auf dem Sonnblick positives Elmsfeuer während folgenden Prozenten der Beobachtungszeit:

Grossflockiger Schnee	92	Proz.
Hagel und Graupen .	52	„
Regen	44	„
Staubschnee	15	„

Auf dem Sonnblick hatte Lechner beobachtet, dass bei positivem Elmsfeuer die Gewitterblitze zur Erde rötlich, bei negativem bläulich erscheinen. Ähnliche Färbungen zeigte ein Funke, welcher von einer stumpfen Metallspitze sich gegen eine positiv oder negativ geladene Wasserfläche entlud.

Auf dem Schafberg (Salzkammergut) hat man häufig Elmsfeuer bei Gewittern auf dem Flaggenstock vor dem Hotel beobachtet, sie sahen wie kleine blassblaue birnförmige Flammen aus und verschwanden auf kurze Zeit nach jeder Entladung des Gewitters. Als einst der Blitz um $9^h\ 30^m$ Vorm. ins Hotel einschlug, loderten im Inneren desselben grossartige Elmsfeuerflammen von 2 m Höhe, die unten grell weiss, in der Mitte gelb oder gelblich grün und oben lichtblau bis dunkelblau waren. Diese erschienen „in Zwischenräumen von je einer Sekunde an der Stiege

zum 1. Stock und auch zahllos im hinteren gegen die Bergwand gelegenen Teil desselben bis 2^h Nachm.", während es noch zweimal in das Gebäude und sehr oft um dasselbe einschlug. „Diese grossen Feuer stiegen blitzartig auf, blieben eine bis zwei Sekunden, ohne an farbiger Intensität zu verlieren, ruhig stehen und verschwanden auch blitzartig".

Das Elmsfeuer ist bei uns am gewöhnlichsten im Winter, auf der See scheint es nach einer Statistik von Haltermann am häufigsten im Frühling und Herbst (je 33 Proz.), danach im Winter (24 Proz.) und am seltensten im Sommer (10 Proz.) zu sein.

Die meteorologischen Erscheinungen bei Gewittern. Den Gewittern geht auf dem Land ein rasches Ansteigen der Temperatur

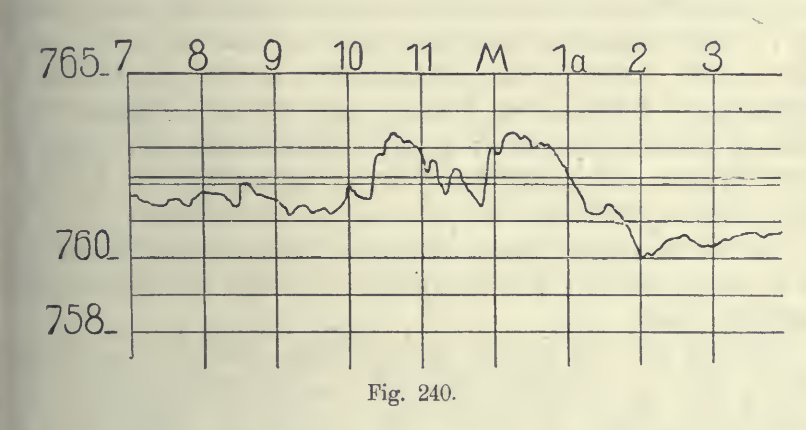


Fig. 240.

und der absoluten Feuchtigkeit, ein Sinken aber der relativen Feuchtigkeit voran. Der Luftdruck sinkt vor dem Gewitter. Beim Beginn des Gewitters tritt ein heftiger Umschlag ein, sodass die ersten beiden Faktoren ein Maximum, die letzten ein Minimum durchlaufen. Das Steigen des Barometers beim Beginn des Gewitters geschieht sehr rapid und ihm folgt ein mehr allmähliches Sinken, wodurch sogenannte „Gewitternasen" in den Barogrammen entstehen (vgl. Fig. 240), welche den Erhebungen der Barogramme nach dem Krakatau-Ausbruch etwas ähneln.

Der Wind ist unmittelbar vor dem Gewitter durch Stille und Unstetigkeit gekennzeichnet. Alle diese Regelmässigkeiten gelten für die sogenannten Wärmegewitter, welche als eine Folge starker Einstrahlung von Wärme zu betrachten sind. Das Umgekehrte trifft dagegen häufig für eine andere Klasse der Gewitter, die sogenannten Nacht- und Wintergewitter, zu, welche von einer heftigen Wärmeausstrahlung verursacht sind.

Es giebt besondere Wolken, die sogenannten Gewitterwolken, welche

durch ihr Aussehen sich als Träger der Elektrizität kundgeben. Sie sind dicke Cumuli, welche sich auf der oberen Seite eines heftig aufsteigenden warmen und feuchten Luftstromes ausbilden. Von der Sonne beleuchtet, erscheinen sie glänzend weiss, vor der Sonne stehend, dagegen sehr dunkel, was eine starke Kondensation andeutet. Sie treten in grösserer Zahl auf, und vereinigen sich zu Cumulo-Nimbi. Für gewöhnlich sind sie von einem Cirro-Stratus-Schirm bedeckt. Wenn die Cumulo-Nimbi sich in Regen aufgelöst haben, bleibt die Cirro-Stratus-Decke noch bestehen, und löst sich erst allmählich auf.

Die Höhe der Gewitterwolken kann man sowohl direkt messen, als auch nach ihrer Lage auf oder über den Bergen oder nach dem Zeitunterschied zwischen Blitz und Donner beurteilen. Die untere Grenze der Gewitterwolken scheint meistens etwa 2 km hoch zu liegen. Sie erreichen aber häufig 3—4 km oder sogar 6 km Höhe (nach einer Beobachtung von Bergsma zu Batavia). Am Gipfel des grossen Ararat (3300 m) kommen keine Gewitter vor; er liegt oberhalb der Region der Gewitterwolken. Bei Schneeböen reicht die untere Seite der Wolke bisweilen bis zum Erdboden.

Die Gewitterwolken liegen im Sommer höher als im Winter, und um so höher über der Meeresoberfläche, je höher die unten liegende Landfläche liegt.

Gewitter sind vom Äquator bis Spitzbergen (78° n. Br.) beobachtet worden, aber in so kühlen Gegenden sind sie äusserst selten. Im allgemeinen nehmen sie stetig mit wachsender Entfernung vom Äquator ab. Es giebt aber auch ganz nahe am Äquator recht gewitterarme Gegenden, speziell wo die Regen selten sind, z. B. an den Küsten von Peru, Chile und Marokko, sowie in den Wüsten, aber auch eigentümlich genug, die sehr regenreiche Ostküste Süd-Amerikas von Pernambucco bis Bahia (Brasilien).

Die Zahl der Gewittertage pro Jahr erreicht für einen gegebenen Ort höchstens 167 (Buitenzorg auf Java, Bismarckburg im Togoland). Eine noch höhere Ziffer, 180, ist jedoch für Kamerun gefunden. Auch Mexiko zeigt einen hohen Wert, 139, Leon in Mexiko 141. Die Gewitterfrequenz ist in den Bergen meistens viel grösser als in der Ebene. Dabei ist besonders der Rand des Gebirges bevorzugt, die inneren und höher gelegenen Teile des Berglandes zeigen häufig wieder eine verminderte Gewitterfrequenz.

Über dem Meere sind die Gewitter relativ selten, und nehmen gegen die Küste hin stark zu. Im oceanischen Passatgebiet sind sie

ziemlich selten und häufen sich dort, wo warme Meeresströmungen verlaufen. Als Beispiel mögen folgende Ziffern über die Prozentzahl der Gewittertage von allen Beobachtungstagen im Indischen Ocean dienen:

Südl. Breite . . .	34—36°	36—40°	40—44°	44—48°	48—50°
Prozent Gewittertage	1,2	4,5	4,3	2,5	0,0

Die Gewitterperioden. Die Gewitter haben bei uns eine sehr ausgeprägte jährliche Periode. Das Maximum fällt für die Kontinentalstationen in den Juni oder Juli. In der Nähe des Golfstromes ist der Gang umgekehrt, was sich am deutlichsten auf Island und den Fär-Inseln sowie zu Bergen zeigt, wo die maximale Häufigkeit der Gewitter im Winter liegt, wie folgende Daten über die Zahl der Gewittertage zeigen:

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Island 1876—93	0,6	0,1	0,1	0,3	1,1
Fär-Inseln 1876—93	0,5	0,3	0,4	0,3	1,5
Schottland 1881—93 { N- und W-Küste	1,65	1,68	2,64	1,73	7,7
Schottland 1881—93 { Inneres	0,50	1,98	4,50	1,12	8,1
Schottland 1881—93 { Ostküste	0,18	1,11	3,59	0,82	5,7
Bergen, Norwegen	2,25	0,25	1,75	0,75	5,0
Stockholm	0	0,75	7,32	0,33	8,4

An den schottischen Ziffern sieht man, dass die Wintergewitter recht häufig sind, obgleich das Hauptmaximum in den Sommer fällt. Besonders für die vom Golfstrom beeinflusste N- und W-Küste ist das Auftreten von Wintergewittern sehr deutlich ausgeprägt. Je weiter die Beobachtungsorte vom Golfstrom entfernt liegen, um so mehr treten die Wintergewitter zurück.

Die jährliche Periode der Kontinentalstationen tritt in den ersten Reihen der folgenden Tabelle deutlich hervor. Weiter unten stehen Stationen mit einer mehr vom Golfstrom beeinflussten Lage.

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Mittel-Europa .	*0,0*	0,02	0,21	1,11	2,96	**4,36**	3,99	3,59	1,42	0,53	0,18	0,02	18,4
Wien	*0,0*	0,0	0,1	0,9	3,0	**4,2**	**4,2**	3,2	0,7	0,2	0,0	0,1	16,6
Potsdam . . .	*0,0*	0,0	0,2	1,3	2,5	**4,2**	**4,2**	4,1	1,4	0,3	0,0	0,1	18,3
Paris	*0,1*	0,1	0,3	0,8	2,6	**3,0**	2,6	2,1	1,2	0,6	0,1	0,1	13,6
Bremen	0,2	0,3	0,2	0,6	2,3	2,6	**3,8**	2,2	0,8	0,2	*0,1*	0,3	13,6
St. Martin de Hinx	1,5	*0,7*	1,7	2,6	4,3	**6,3**	5,6	4,9	4,3	2,3	1,5	1,5	37,2
Norwegen, Inland	**0,06**	0,03	*0,02*	0,02	0,33	1,20	**2,09**	1,55	0,23	0,09	0,06	*0,03*	5,7
„ Küste	**0,27**	0,11	0,06	*0,04*	0,22	0,55	1,22	**1,26**	0,45	0,38	0,29	*0,15*	5,0
Italien				7,37	7,20	**19,06**	17,16	16,46	14,57				100,0
West-Sibirien .				0,85	11,54	28,02	**36,26**	20,11	2,96				100,0
Ost- „ .				0,3	4,6	27,2	**34,4**	21,1	9,7				100

Das Maximum der Kontinentalstationen liegt im Juni oder an der Grenze zwischen Juni und Juli. Bei näherer Untersuchung zerfällt dieses Maximum in zwei, von welchen gewöhnlich das eine am Anfang Juni, das andere am Ende Juli liegt. Diese doppelte Periode scheint besonders stark bei den von W, SW oder NW kommenden Gewittern ausgeprägt zu sein. Die Ostgewitter zeigen keine solche Doppelperiode. Der Einfluss der Wintergewitter macht sich, obgleich schwach, schon in den Ziffern für Bremen bemerklich (ein kleines Sekundärmaximum im Dez.). Noch deutlicher treten die Wintergewitter in den Daten für St. Martin de Hinx an der Küste des Departement Landes, Südwest-Frankreich, und besonders in den Daten für Norwegen, speziell dem Küstenlande hervor, wo das Wintermaximum sehr stark ausgeprägt ist. An der Küste ist der Frühling sehr gewitterarm, der Herbst zeigt dagegen relativ viele Gewitter, für Kontinentalstationen ist das Verhältnis umgekehrt. Die Konzentration der Gewitter auf den Sommer ist in Sibirien noch viel grösser als in Europa. (Auf den Sommer fallen in Mittel-Europa 65, in Mittel- und Süd-Russland 68, im Ural 79 und in Sibirien 84 Proz. aller Gewitter.) Die Wintergewitter folgen den heftigen Winterstürmen und geben wenige Blitze, die aber sehr häufig sich gegen die Erde entladen und zünden, weil die Wolken sehr niedrig gehen.

Die tägliche Periode der Gewitter in Europa geht aus folgender Zusammenstellung der prozentischen Häufigkeit hervor:

	Mittn.—2	—4	—6	—8	—10	—Mittag	—2	—4	—6	—8	—10	—Mittn.
Mittel-Europa . . .	2,9	2,5	2,1	*1,9*	2,5	7,1	15,3	**21,0**	19,3	13,0	8,5	3,9
Europ. Russland . .	2,4	2,1	1,7	*1,6*	2,1	5,9	12,7	20,0	**21,2**	15,6	10,7	3,8
Bayern, Württemberg	3,0	2,5	2,1	*1,5*	2,0	5,8	14,0	**21,3**	19,5	14,2	9,6	4,5
Mittel-Deutschland .	2,4	2,3	1,7	*1,5*	1,7	6,3	14,2	20,8	**21,5**	14,9	8,1	4,6
Schweden	2,2	*2,1*	2,3	2,6	3,1	8,2	15,2	**21,9**	20,4	11,1	6,9	4,0
Norwegen, Inland .	1,4	*1,1*	1,7	2,5	4,8	8,4	17,2	**23,1**	20,3	11,9	5,1	2,3
„ Küste . .	4,5	*4,0*	5,6	6,7	7,2	7,9	9,8	**13,5**	13,3	11,8	9,1	6,6
Schottland, Ostküste .	5,6	4,5	4,7	*3,5*	*3,5*	9,4	14,5	**16,4**	14,1	9,4	8,4	6,1
„ Westküste	7,5	5,4	4,4	*3,5*	4,1	6,0	9,2	12,7	12,8	**13,5**	12,1	9,1
Italien 1—3 Stdn.	*1,3*	1,6	1,5	2,0	3,0	8,5	19,5	**26,5**	16,6	9,8	8,3	1,5
Italien 4—6 „	2,1	2,4	2,1	*1,5*	2,0	5,5	13,4	**19,3**	19,1	15,6	11,0	5,9
Italien 7—9 „	5,3	5,7	4,9	*4,0*	4,1	5,9	9,2	14,2	**15,8**	13,1	10,5	7,2
Italien über 9 „	7,1	6,9	*6,9*	7,8	8,2	8,0	9,1	10,2	**10,6**	9,3	8,0	7,4

Das Maximum fällt kurz nach der heissesten Tageszeit etwa um 3—4 Uhr Nachmittags. Eine kontinentale Lage der Stationen befördert die Konzentration der Gewitter zur Zeit nach Mittag. Der Golfstrom macht sich durch eine gleichmässigere Verteilung der Gewitter

auf die verschiedenen Tageszeiten geltend. Speziell belehrend in dieser Hinsicht ist der Vergleich der Daten fürs Inland und für die Küste in Norwegen.

Das Minimum fällt auf etwa 6 Uhr Vormittag. Häufig ist das Minimum durch ein sehr schwaches Maximum geteilt. Dieses Sekundärmaximum tritt nicht in den oben gegebenen Ziffern hervor, wohl aber wenn die Daten für jede einzelne Stunde gegeben werden. Die Wintergewitter an der schottischen Westküste zeigen dagegen kurz nach Mitternacht ein sehr ausgeprägtes Hauptmaximum, wie folgende Daten angeben:

	Mittn. — 3	— 6	— 9	— Mittag	— 3	— 6	— 9	— Mittn.
Schottland, Westküste	**17,9**	12,8	10,0	9,7	*8,1*	12,0	12,8	16,7

Eine ebensolche Periode besitzen auch die isländischen Gewitter, welche ja hauptsächlich aus Wintergewittern bestehen. Da fällt das Maximum (6) zwischen 2 und 5 Uhr vormittags; ein zweites Maximum (5) kommt zwischen 5 und 8 Uhr nachmittags; das ganze Material umfasst nur 23 Gewitter.

Die Wintergewitter treten beim niedrigsten Temperaturstande des Tages auf im Gegensatz zu den Sommergewittern.

In den schweizerischen Hochstationen (Righi, St. Bernhard, Säntis) liegt das Tagesmaximum um ungefähr 6 Uhr nachmittags, also etwa zwei Stunden später wie in der Ebene.

Die Neu-England-Staaten Nord-Amerikas zeigen denselben Gang wie die europäischen Länder mit einem stark ausgeprägten Nachmittagsmaximum um 5 Uhr (3^h 30^m im Westen, 6^h 30^m im Osten). Das sekundäre Morgenmaximum um 5 Uhr tritt deutlich hervor.

Die Gewitter auf dem Ocean haben wie die Wintergewitter ihr Maximum in der Nacht, etwas nach Mitternacht, ihr Minimum fällt kurz vor Mittag.

Auch die Jahresperiode dieser Gewitter zeigt, dass sie den Charakter von Wintergewittern besitzen, indem die Anzahl Gewittertage, dividiert durch die Anzahl Beobachtungstage betrug: für den Sommer 0,02, Herbst 0,08, Winter 0,10 und Frühling 0,05. Diese Statistik bezieht sich auf den südlichen Teil des Indischen Oceans zwischen 34° und 50° s. Br. (vgl. S. 789).

Der Mond scheint nach mehreren Untersuchungen einen Einfluss auf die Gewitter auszuüben. Nach **Köppens** Zusammenstellung ist die Gewitterhäufigkeit in Proz. bei: Neumond 29, erstem Viertel 29, Voll-

mond 21 und letztem Viertel 21. Nach den Untersuchungen von Ekholm und Arrhenius haben die Gewitter in Schweden ein stark ausgeprägtes Maximum (32 Proz. über dem Mittelwert) vier Tage vor dem Vollmond, das Minimum ist sehr flach und von einem schwachen Sekundärmaximum (6 Proz. unter dem Mittel) am Tage des letzten Viertels in zwei kleinere Minima (18,3 Proz. unter dem Mittel vier Tage nach Vollmond und 13 Proz. unter dem Mittel zwölf Tage nach Vollmond) zerlegt.

Nach derselben Untersuchung ist die tropisch-monatliche Periode derselben Gewitter noch mehr ausgeprägt und zeigt Maximum und Minimum von etwa 30 Proz. über oder unter dem Mittelwert fünf Tage vor und sechs Tage nach dem südlichen Lumistitima. Die Erklärung dieser Perioden steht noch aus.

Wie oben angegeben, zeigen die elektrischen und magnetischen Grössen eine Veränderlichkeit nach einer Periode von nahezu 26 Tagen. v. Bezold untersuchte die Gewitter aus Württemberg und Bayern 1880 bis 1887 in dieser Hinsicht, indem er die Periodenlänge gleich 25,84 Tagen setzte. Er erhielt auf diese Weise zwei Maxima und zwei Minima in der Periode. Einen noch unregelmässigeren Gang erhielt Hamberg, als er die Gewitter von Schweden nach derselben Periode ordnete, sodass die ganze Periodicität ihm zweifelhaft erschien. Viel regelmässiger verhalten sich die Ziffern, wenn man sie nach einer Periode von 25,929 Tagen ordnet, welche Periodenlänge für die Nordlichter gefunden worden ist. In diesem Falle zeigte das Material aus Deutschland sowohl wie aus Schweden (1880—1895) eine ausgeprägte einfache Periode. Die Maxima und Minima unterscheiden sich um 12,5 bezw. 8,5 Proz. von dem Mittelwert und fallen fast gänzlich für die beiden Reihen zusammen, was sehr für die Richtigkeit dieser Periodenlänge spricht.

v. Bezold hat aus dem Material betreffs Blitz- und Hagelschaden nachgewiesen, dass in den Jahren der Sonnenfleckenmaxima Minima der Blitz- und Hagelgefahr fallen, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

Maxima der Flecke . ..	1837	48	60	70	83	93
Minima „ Blitzgefahr.	1836	49	60	70	83	93
„ „ Hagelgefahr	1836	49	60	70	86	—

Jedoch scheint die Periode der Blitzgefahr nicht so einfach zu sein wie diejenige der Sonnenflecke, vielmehr treten zwischen den erwähnten

Minimis andere ein, sodass die Sonnenfleckenperiode doppelt so grosse Länge zu besitzen scheint wie die Gewitterperiode.

Entstehung der Gewitter. Aus allen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass die Gewitter an eine sehr starke Kondensation von Wasserdampf in hohen Luftschichten gebunden sind. Wie wir bei dem Studium der Luftelektrizität sehen werden, enthält die Luft eine gewisse Menge von positiven und negativen Ionen, deren Anzahl stark mit der Höhe über dem Boden zunimmt. Diese Ionisierung der Luft wächst auch mit der Bestrahlung. Die Ionen dienen als Kondensationskerne für den Wasserdampf, besonders die negativen. Auf diese Weise entsteht eine Scheidung der positiven und negativen Ionen, welche letzteren vorzugsweise zur Erde transportiert werden und dieser eine negative Ladung erteilen, wogegen die Luftschichten einen Überschuss an positiver Elektrizität zurückbehalten. Wolkenmassen, die sich in ziemlicher Höhe bilden, werden eine starke Ladung erhalten. Ebenso müssen die Gewitter sich stärker in Gegenden nahe dem Äquator ausbilden, wo die Luft viel Ionen enthält.

Damit die wasserreichen Luftmassen hoch in die Luft hinaufsteigen, ist ein starker Temperaturfall vom Boden nach oben hin nötig. Dies kann in zwei Fällen eintreffen, erstens wenn der Boden stark erwärmt wird, wie bei gewöhnlichen Sommergewittern durch Sonnenstrahlung, zweitens wenn die Luft stark abgekühlt wird, während die Erdoberfläche ihre Temperatur konstant erhält. Letzteres tritt auf dem Meere ein, wo die Oberfläche beinahe konstante Temperatur besitzt, die Luft aber durch heftige Strahlung in der Nacht sich stark abkühlen kann. So liegen die Verhältnisse in der Nähe von warmen Strömungen, wo die Temperatur der Wasserfläche gegenüber derjenigen der Luft sehr hoch ist. Besonders gross wird der Temperaturunterschied im Winter und in der Nacht. Deshalb ist der Gang der meteorologischen Elemente, besonders Temperatur und Luftdruck für Wintergewitter genau der entgegengesetzte wie für die bei uns gewöhnlichen Sommergewitter, die in den heissesten Jahres- und Tageszeiten sich besonders stark entwickeln. Auf diese Weise kann man auch verstehen, dass keine anderen Gewitter sich auf dem Meere unter normalen Verhältnissen entwickeln können als diejenigen vom Typus der Wintergewitter, über Land dagegen keine anderen als vom Typus der Sommergewitter.

Bisweilen entstehen Gewitter bei Temperaturverteilungen in der Luft von der Art, dass die Temperatur langsamer als unter normalen Verhältnissen mit zunehmender Höhe sinkt, das Gleichgewicht demnach

stabil ist. Man ist der Ansicht, dass in solchen Fällen die feuchtwarm Luft durch einen kalten Luftkeil in die Höhe gepresst wird. Das Ge wöhnliche ist nämlich bei der Bildung von solchen Gewittern, dass ei im Westen liegendes kaltes Gebiet mit hohem Luftdruck an ein meh gegen Osten befindliches Gebiet von warmer Luft bei niedrigem Druc grenzt. Es sind hier die Bedingungen für die Entstehung eines mäch tigen Wirbels mit horizontaler Achse gegeben. Die warme Luft steig in die Höhe und giebt zu Kondensationen mit Gewittererscheinunge Anlass. Auch die eigentlichen Wirbelgewitter sind durch Wirbel un eine horizontale Achse charakterisiert.

Wärmegewitter und Wirbelgewitter. Nach Mohn unterscheide man zwei Arten von Gewitter: Wärmegewitter, mehr lokale Erscheinungen welche durch eine heftige Erwärmung der unteren Luftschichten beding sind, und Wirbelgewitter, welche mit grösseren Barometerdepressione im Zusammenhang stehen und deshalb keine so enge lokale Begrenzung wie die Wärmegewitter besitzen und auch nicht ausgesprochen auf di wärmsten Tages- und Jahreszeiten beschränkt sind. Zu dieser Kategori gehören die Wintergewitter.

Die einfachste Form von Wärmegewittern kommt über den thätigen Vulkanen vor. Die stark wasserdampfhaltigen Gasmassen, welche aus der Vulkanröhre hinausgetrieben werden, steigen in diesem Fall nicht nur zufolge ihrer hohen Temperatur, sondern auch zufolge ihrer grossen Anfangsgeschwindigkeit in die Höhe. Daher erreichen sie bedeutende Höhen und geben auch ungewöhnlich kräftige Gewitter. Die kondensierten Dämpfe breiten sich in der Höhe zu der typischen Pinienwolke aus (Fig. 94). In anderen Fällen (vgl. Fig. 95) zeigt die Vulkanwolke eine Form, welche sich den gewöhnlichen Gewitterwolken mehr nähert. Wie ausserordentlich hoch die Vulkanwolke in diesen beiden Fällen liegt, kann man aus den Bildern ersehen, wenn man bedenkt, dass der Vesuvkrater etwa 1300 m über dem Meer liegt.

Auch die Grasbrände im Inneren Afrikas und Floridas sollen genug Hitze entwickeln, um Wärmegewitter hervorzubringen.

Typische Wärmegewitter zeigen die tropischen Inseln, welche von einem hohen Berg beherrscht sind. In der Nacht herrscht Berg- und Land-Wind, in welchem die heruntersinkenden Wolken sich auflösen, sodass der Himmel ganz rein ist. Ein paar Stunden vor Mittag kehrt sich der Wind um, eine feuchte Brise vom Meer weht über die Küste und steigt an den Bergabhängen hinauf. In einer bestimmten Höhe bildet sich eine Wolke. Wenn die Temperatur der aufsteigenden Luft genügt,

nimmt die Wolke an Mächtigkeit zu und giebt Regen. Erreicht die Wolke eine sehr grosse Höhe und Mächtigkeit, so entsteht ein Gewitter.

Am Abend vermindert sich die Heftigkeit der Gewittererscheinungen und der Regengüsse, die Wolke nimmt an Stärke ab und wird zuletzt vom Bergwind aufgelöst. Während des Regens bleibt der Himmel über dem Meer in einiger Entfernung von der Küste unbedeckt.

Ganz ähnlich ist die Erscheinung in der Nähe der Berge der Alpenkette. Die Nacht zeigt hellen Himmel, gegen Mittag bildet sich die Gewitterwolke aus, welche am Abend sich entladet, um einen reinen Himmel in der Nacht Platz zu geben. Die Wolken um die Alpengipfel erreichen viel bedeutendere Höhen (gegen 4000—6000 m) als die um die oceanischen Inselberge (2000—3000 m).

Oft bleibt die Umgebung der Alpenspitzen in einiger Entfernung ganz unbewölkt, bisweilen treibt aber der Wind die Wolken über die Niederung hin.

Bei diesen lokalen Gewittern zeigt sich der Einfluss der elektrischen Entladungen auf den Regenguss. Nach jedem Blitz nimmt der Regen an Stärke zu, wobei erst die grossen Tropfen fallen. Es macht den Eindruck, als ob die elektrischen Ladungen vor der Entladung die Tröpfchen vom Zusammenfliessen zurückgehalten hätten, was gleich nach Verschwinden der abstossenden Kräfte geschieht. Wahrscheinlich verhält es sich ungefähr so wie in folgendem einfachem Beispiel. Denken wir uns eine Wolke von lauter positiv geladenen Tröpfchen, die also positives Potential besitzt (das Potential der Erde möge wie gewöhnlich gleich Null gesetzt werden), neben einer anderen sonst gleichen, aber aus negativen Tröpfchen bestehenden Wolke mit ebenso grossem negativem Potential. Ein Blitz gleicht die Potentiale zwischen seinen Endpunkten aus. Falls also ein Blitz zwischen diesen beiden Wolken überschlägt, so wird an den vom Blitze berührten Teilen der beiden Wolken das Potential Null werden (bei der angenommenen Symmetrie). Da der Blitz nicht alle Teile der Wolken berührt, muss ein Teil der Tröpfchen in jeder Wolke seine ursprüngliche Ladung behalten haben, woraus folgt, dass die naheliegenden Teile vom Potential Null die entgegengesetzte Ladung besitzen. Die kleinen Tröpfchen, welche vorhin durch ihre gleichnamigen Ladungen auseinander getrieben wurden, werden jetzt zueinander gezogen und entladen sich teilweise zueinander durch Flächenblitze. Ähnlich liegen die Verhältnisse in einer Wolke nach Entladung gegen die Erde. Das Zusammenfliessen der Regentropfen einer Wolke wird immer durch Entladungen begünstigt.

Die Wirbelgewitter sind mehr komplizierter Natur. Wie wir oben (S. 704) gesehen haben, findet in den grossen Cyklonen eine aufsteigende Luftbewegung mit Kondensation statt, welche in West- und Mittel-Europa im südöstlichen Quadranten der Depression, der mit feuchter Luft gespeist wird, besonders stark hervortritt. Diese Kondensation kann bisweilen zur Entstehung von Gewittern führen. Ähnlicher Art sind die starken Gewitter, welche die tropischen Cyklonen begleiten (vgl. S. 711) und im allgemeinen die Gewitter, welche sich auf dem Meer bilden.

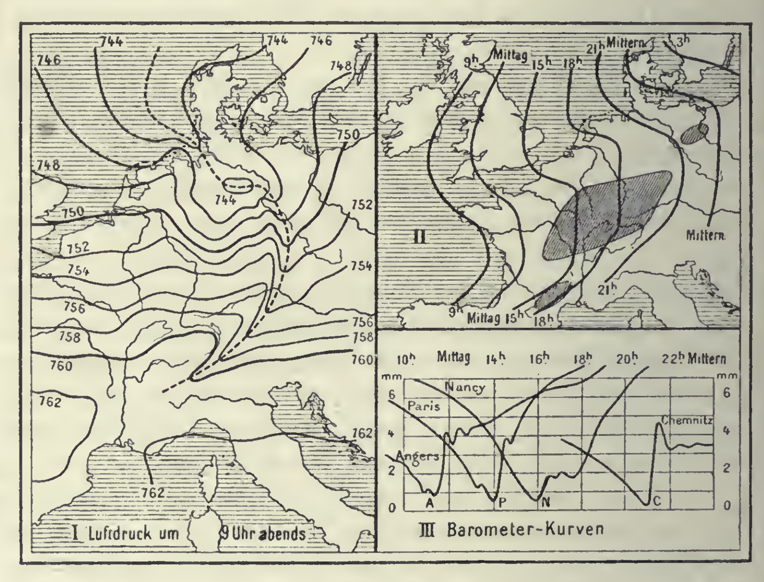


Fig. 241.

Über dem Binnenland findet sich häufig eine Gewitterbildung bei Vorhandensein von stark ausgeprägten barometrischen Rinnen oder V-förmigen Isobaren. Ein typisches Gewitter dieser Art ist von Durand Gréville untersucht worden, welcher die näheren Umstände dabei in nebenstehender Kartenskizze (Fig. 241) angegeben hat. Die Luftdruckverteilung über Mittel-Europa wird von dem Teil I angegeben. Die V-förmigen Ausbuchtungen der Isobaren von 9 Uhr abends (Pariser Zeit) sind sehr stark ausgeprägt. Der Gradient längs der Rinne in Deutschland betrug nicht weniger als 10 mm. Die Spitzen der V-förmigen Ausbuchtungen sind durch eine punktierte Linie miteinander verbunden. Die Lage dieser

Linie zu verschiedenen Zeiten und damit ihr Fortschreiten gegen Osten wird von Teil II angegeben. Da der Luftwirbel, an den das Gewitter gebunden ist, sich in der Nähe der Rinne entwickelt, so treten auch die Gewittererscheinungen an jeder Stelle ungefähr in dem Moment ein, wenn die genannte Linie vorüberschreitet. Diese Linie stimmt also sehr nahe mit den unten zu erwähnenden Isobronten überein. Aber sie unterscheidet sich von diesen dadurch, dass Gewitter nicht überall notiert wurden, wo die betreffende Linie vorüberstrich. Die vom Gewitter heimgesuchten Gegenden sind in der Karte II schraffiert gezeichnet. Sie bilden drei zusammenhängende Stücke, wovon ein grosses



Fig. 242.

mittleres das östliche Frankreich, Süd-Deutschland und den grössten Teil der Schweiz umfasst, ein kleines südliches liegt in den Cevennen und ein noch kleineres nördliches um Berlin. Ausser der barometrischen Rinne sind noch andere Bedingungen nötig, worunter die wichtigste genügende Erwärmung der unteren Luftschichten ist — deshalb fallen die meisten Gewitter, wie die Karte zeigt, in die Nachmittagszeit zwischen 3 und 8 Uhr, nur die Umgebung von Berlin wurde erst zwischen 9 und 10 Uhr abends vom Gewitter getroffen.

Der Teil III der Skizze giebt den Gang des Barometers mit den charakteristischen Gewitternasen wieder. Dieselben sind ebenso ausgeprägt für Angers, Paris und Chemnitz, welche nicht vom Gewitter be-

rührt wurden, wie für Nancy, welches nahe der Mitte des grössten Gewittergebietes lag.

Die umstehende Figur (Fig. 242) giebt nach Angot die Verteilung der Winde in der Nähe der Rinne wieder. Die Rinne liegt bei *D*. Rechts (nach Osten) von ihr bei *A* steigen heisse Luftmassen auf, welche zur Bildung einer Gewitterwolke, Cumulo-Nimbus mit oberlagerndem Cirro-Stratus Anlass giebt. Bei *B* sinkt die schwere kühle Luft unter heftigem Regenguss herunter. Dadurch bildet sich ein heftiger horizontaler Wirbel um *C* herum aus. Man sieht häufig, wie zerrissene Wolken, Fracto-Nimbi, während der Gewitter um diese Achse wirbeln.

Dieser Wirbel ist von der grössten Bedeutung für die Fortdauer der Gewitter. Die Luftmassen bei *D* werden dadurch stark gehoben und abgekühlt, wodurch ein sehr kalter Regen, bisweilen auch Hagel entsteht. Dieser Niederschlag fällt wegen seiner Mächtigkeit sehr schnell zum Boden hinunter und transportiert dadurch gewissermaassen die Kälte aus den oberen Luftschichten zum Boden. Die bei *B* hinuntersinkende Luft wird am Boden abgekühlt und erwärmt sich deshalb viel weniger als sie sonst thun würde, bis sie wiederum bei *D* aufsteigt. Möller vergleicht aus diesem Grund den betreffenden Wirbel mit einer Eismaschine.

Zuletzt kann die aufsteigende kalte Luft keinen nennenswerten Niederschlag mehr abgeben, die Wolke wird links von *B* durch den Regen entleert, die Abkühlung unter *C* schreitet weiter und weiter nach rechts über *D* gegen *A*, kühle Luft schiebt sich hinein und hebt die warme Luft rechts von *A*, sodass die Wirbelbewegung und damit auch die Gewittererscheinung immer mehr nach rechts fortschreitet. Je weiter aber der Wirbel schreitet, desto später am Tag wird es, zuletzt sind die Luftmassen rechts von *A* nicht genügend erwärmt, um sehr hoch zu steigen, die Kondensation und Wolkenbildung wird schwächer und noch schneller nimmt der Elektrizitätstransport mit dem Niederschlag ab. Zuletzt werden die elektrischen Ladungen der Cumulo-Nimbus-Wolke so schwach, dass die Entladungen nicht mehr wahrnehmbar sind. Das Gewitter ist zu einem gewöhnlichen Regen geworden.

Fortpflanzungs-Geschwindigkeit der Gewitter. Einige Gewitter, namentlich in Gebirgsgegenden, bleiben über demselben Ort stehen über dem sie sich ausgebildet haben (s. g. lokale Gewitter). In der überwiegenden Zahl von Fällen ziehen aber die Gewittererscheinungen von einem Ort zum anderen. Sie folgen dabei den in höheren Luftschichten

herrschenden Windzügen, welche häufig von den an der Erdoberfläche obwaltenden bedeutend abweichen.

Die meisten Gewitter in Europa haben eine vorherrschende Zugrichtung aus W und SW; in Schweden ist die Zugrichtung mehr von Süden. Die prozentische Verteilung auf die verschiedenen Windrichtungen ist folgende (nach Hann):

N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
7	5	5	7	10	24	27	15

Es wird häufig angegeben, dass die Geschwindigkeit der Gewitter beim Übergang über Flussläufe sehr stark abnimmt. Hann bezweifelt die Richtigkeit dieser Angabe, da die Gewitter häufig von hohen Gebirgszügen in ihrem Gang nicht gestört werden.

Durch die Beobachtungen an meteorologischen Stationen ist es möglich, die Ankunftszeit eines Gewitterzuges an einem bestimmten Ort recht genau zu ermitteln. Man zeichnet meistens die Zeit des ersten hörbaren Donners auf, in anderen Fällen die Zeit der kräftigsten Entwickelung der Gewittererscheinungen (Italien), in wiederum anderen diejenige des Anfangs des Regens. Bisweilen geschieht es beim Fortschreiten eines Wirbelgewitters, dass die elektrischen Entladungen während einiger Zeit stark abnehmen oder sogar aussetzen, wonach sie wieder zunehmen bezw. bemerklich werden können (vgl. Fig. 241 II S. 796).

Die Punkte, welche gleichzeitig von den Gewittern erreicht werden, verbindet man auf der Karte und erhält so Linien, die Isobronten genannt werden. Eine auf diese Weise erhaltene Isobronten-Karte ist nach Erk in Fig. 243 wiedergegeben. Auf derselben ist mit römischen Ziffern die Eintrittszeit des Gewitters bezeichnet.

Aus diesen Karten kann man Schlüsse über die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit der Gewitterzüge ziehen. Dieselbe ist recht veränderlich und beträgt im Mittel für die Ostalpenländer 30,4, für Ober-Italien 35,1, für Süd-Deutschland 36,8, für Norwegen 38, für Holland, Mittel- und Süd-Italien 39, für Russland und Frankreich 41 km pro Stunde. Noch grösser ist sie in Nord-Amerika, so z. B. in den Neu-England-Staaten 54,4 km pro Stunde (15,1 m pro Sek.).

Diese Geschwindigkeit ist im allgemeinen grösser im Winter als im Sommer. So z. B. ist die Geschwindigkeit in Süd-Deutschland für das Winterhalbjahr 43,3 km, im Sommerhalbjahr 38,4 km, in Russland bezw. 51 und 45 km pro Stunde (etwa 12 Proz. Unterschied). Italien macht

Isobronten Karte für Süddeutschland

vom 20. Juni 1896

nach F. Erk k. bayr. metr. Centralstation.

Morgens

Mittag

Mannheim

Würzburg

Nürnberg

Stuttgart

Strassburg

Ulm

München

Regensburg

Passau

Landshut

Bregenz

Fig. 243.

eine Ausnahme mit einem etwa ebenso grossen Unterschied in entgegengesetzter Richtung.

Auch die Nachtgewitter besitzen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die Tagegewitter. In Süd-Deutschland beträgt die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit zwischen 10^h Vorm. und 2^h Nachm. 85 Proz. derjenigen zwischen 10^h Nachm. und 2^h Vorm.

Die Wirbelgewitter zeigen im allgemeinen eine grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit als die eigentlichen Wärmegewitter.

Prohaska hat für die mittlere Dauer der Gewitter in den Ostalpen folgende Daten gegeben. Winter 1,25, Frühling 1,29, Sommer 1,42, Herbst 1,57, Jahr 1,41 Stunden. Im allgemeinen scheinen die Herbstgewitter am längsten zu dauern. Mit einer mittleren Geschwindigkeit von 30 km pro Stunde erstreckt sich demnach der Gewitterzug in den Ostalpen über eine Breite von 42 km. Dagegen erstreckt sich die Gewitterfront, wie vorstehende Karte andeutet, über mehrere Hunderte von Kilometern.

Birkner hat aus der sächsischen Gewitterstatistik den Schluss gezogen, dass die Dauer der Gewitter mit der Seehöhe zunimmt. Während sie im Mittel für Ortschaften mit 100—300 m Seehöhe eine Stunde beträgt, erreicht sie für eine Höhe von 300—500 m 1,3, für eine über 700 m 1,5 Stunden. Je grösser die Höhe über dem Meer, desto kräftiger ist ja auch nach dem vorhin Gesagten anfangs die Elektrizitätsentwickelung bei dem Gewitter (vgl. S. 788 und 795).

Hagelwetter. Die Gewitter sind bisweilen von Hagelfall begleitet. Der Hagel besteht aus Eisstücken von häufig sehr eigentümlicher Gestalt, von Erbsen- bis Citronengrösse, bisweilen darüber. Anfang Juli 1897 fielen in Steiermark und Kärnten Hagelkörner von 15 cm Grösse und über 1 kg Gewicht, zu Utrecht fielen am 9. Sept. 1846 Hagel von 22 cm Durchmesser. Die Hagelkörner haben frisch gesammelt eine recht niedrige Temperatur, bisweilen bis zu —13° C.

Die Hagelwetter ziehen wie die Gewitter mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 40 km pro Stunde über lange Strecken. Die Breite der Hagelzüge ist dagegen viel geringer als diejenige der Gewitter, meistens nur 8—10 km (in Steiermark nach Prohaska). Häufig folgen mehrere Hagelzüge einander in nahezu derselben Bahn.

Die Hagelkörner haben meistens eine konzentrische Struktur um einen opaken graupelähnlichen Kern, welchen durchsichtige Schalen, die bisweilen von kleine Luftbläschen getrübt sind, einschliessen. Die äussersten Teile sind bisweilen krystallinisch.

Die Fig. 244 giebt die Formen einiger Hagelkörner wieder, die durch ihre Grösse ausgezeichnet sind. Die mit *A* bezeichneten fielen bei la Braconnière, Dép. Mayenne, den 4. Juli 1819 und hatten einen Durchmesser von gegen 8 cm. Innen bemerkt man wie bei den anderen den charakteristischen schneeigen Kern, der von einer strahligen krystallinischen Hülle umgeben ist. Die krystallische Struktur deutet darauf hin, dass das Wasser langsam erstarrt ist. Noch besser ausgebildet waren die Krystalle bei den Hagelfällen in der Nähe von Tiflis am 27. Mai und 9. Juni 1869 (Fig. 244 *B*). Um den Kern ist die sechsstrahlige Struktur der Schneekrystalle zu erkennen. Zu äusserst sitzt eine unregelmässige Kruste von stark entwickelten hexagonalen Eiskrystallen Diese Hagelschlossen erreichten eine Länge von 7 cm. Schliesslich giebt

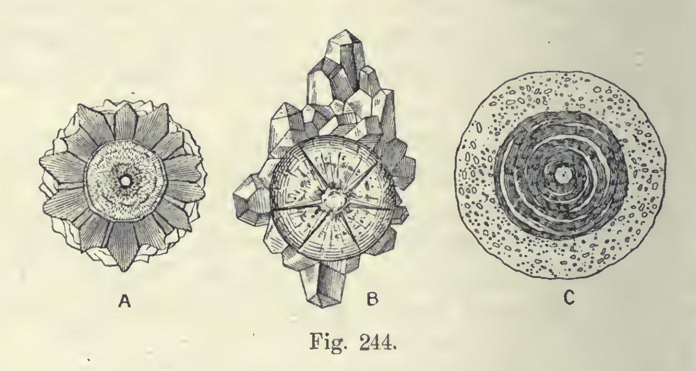


Fig. 244.

Fig. 244 *C* eine ausserordentlich grosse Hagelkugel wieder, die am 9. Sept 1846 zu Utrecht fiel. Diese Kugeln sollen bis 22 cm Durchmesser gehabt haben. Um den lockeren Kern sind hier durchsichtige Eisschalen gelagert, welche stellenweise von schneeigen Eismassen durchbrochen sind Der äussere, grösste Teil der Kugel besteht aus einer dicken Kruste von undurchsichtigem Eis.

Die meist runde Form deutet auf eine drehende Bewegung bei der Entstehung des Hagels. Noch deutlicher verrät sich diese Drehung um eine Achse in der Form, die der Hagel nicht selten hat, eine Scheibe mit einer dicken Wulst am Rand.

Manchmal haben die Hagelsteine eine birnenähnliche Form, wobei sie wohl mit dem dicken Ende nach unten gefallen sind. Dieser Form steht einer anderen pyramidischen oder konischen mit sphärischer Basisfläche nahe; solche Hagelkörner sehen aus, als ob sie aus grösseren kugelrunden Körpern durch centrale Spaltung entstanden wären. End

lich können auch die Schlossen, wie Krystalle durch ebene Flächen begrenzt sein; von dieser Art waren die ungewöhnlich grossen Eisstücke, welche am 2. Juli 1897 in Brückl in Kärnthen niederfielen. Diese letzte Form ist jedoch recht selten.

Die Bildung so ansehnlicher Eismassen, wie die Hagelschlossen häufig zeigen, ist schwer zu verstehen. Natürlich muss sie in hohen Luftschichten stattfinden. In den bei heftiger aufsteigender Wirbelbewegung gebildeten Wolken bleiben die Tröpfchen lange in überkältetem Zustand flüssig, wenn die umgebende Temperatur schon weit unter Null gesunken ist. Barral und Bixio beobachteten bei einer Ballonfahrt am 27. Juli 1850 in einer Wolke, die 1950 m über dem Boden anfing, dass die Temperatur in 3300 m Höhe unter Null und bei etwa 6000 m auf —10° C. sank. Erst in dieser Höhe traten Eisnadeln und Schnee an Stelle der Tröpfchen in der Wolke auf. Bei sehr heftigen aufsteigenden Bewegungen der Luft können ohne Zweifel noch dickere Wolken, als die genannte 4000 m mächtige, aus überkälteten Wassertröpfchen bestehen.

In dem Cirro-Stratus-Schirm befinden sich Eisnadeln. Kommen diese durch Wirbelbewegungen mit überkälteten Tropfen in Berührung, so scheidet sich Eis aus diesen teilweise aus und es entstehen gewöhnliche Graupelkörner, die ja einen grossen Teil des Niederschlages im Frühling oder in den Bergen ausmachen.

Solche Graupelkörner bilden auch den Kern der Hagelkörner. Um nun die weitere Ausbildung der grössten Hagelkörner begreiflich zu machen, muss man zwei Annahmen machen, erstens dass sie lange in der Luft schweben bleiben (oder langsam heruntersinken), zweitens dass elektrische Ladungen verschiedener Art eine starke Anziehung zwischen Regentröpfchen oder Schneekrystall und Hagelkorn hervorbringen. Was die erste Annahme betrifft, so kann man aus den Daten auf S. 641 berechnen, dass in einer Höhe von etwa 2000 m eine Windgeschwindigkeit in vertikaler Richtung von 14,5 m pro Sek. genügt, um eine Eiskugel von 1 cm Durchmesser schwebend zu erhalten. Für eine Eiskugel von dem vierfachen Durchmesser ist nur eine doppelt so grosse Geschwindigkeit nötig, für eine vom 16fachen Durchmesser (also 16 cm, wie die grössten Hagelkörner) eine 4fache (d. h. 58 m pro Sek.). Es ist wohl kaum wahrscheinlich, dass so grosse Geschwindigkeiten wie die letzte in vertikaler Richtung vorkommen, schon die erste muss wohl als exceptionell betrachtet werden.

Wir können demnach auf diese Weise wohl nur die Existenz von Hagelkörnern von Haselnussgrösse verständlich machen. Solche können sich

51*

in 2000—3000 m Höhe schwebend halten. Wenn sie weiter an Schwere zunehmen, so muss das geschehen, während sie herunterfallen und zwar spielen die elektrischen Ladungen dabei eine wesentliche Rolle. Die Hagelwetter zeichnen sich durch grosse Häufigkeit der elektrischen Entladungen aus (Colladon schätzte sie beim Hagelfall zu Genf am 7.—8. Juli 1875 auf 2 bis 3 in der Sekunde) und die Hagelkörner sind bisweilen so stark elektrisch geladen, dass sie phosphorescieren (dies wurde im selben Fall beobachtet). Dagegen ist der Donner schwach und häufig nicht hörbar. Alles deutet darauf hin, dass sich beim Hagelfall sehr starke elektrische Kräfte entwickeln, und die umgebenden Wassertropfen zu den fallenden Hagelkörnern hinziehen. Dadurch wird auch die Fallgeschwindigkeit geringer.

Klares Eis deutet auf Niederschlag von überkältetem Wasser auf das Hagelkorn; wenn Krystalle vorhanden sind, so ist das Gefrieren relativ langsam vorsichgegangen, besonders wenn sie gross sind wie in Fig. 244 *B*. Milchweisse Eisabscheidung deutet auf eine Mischung von Wasser und Schneekrystallen, die sich abgesetzt hat.

Bei solchen Hagelkörnern, wie den in Fig. 244 *B* dargestellten, muss die Fallzeit unerhört gross gewesen sein. Diese Art ist auch äusserst selten, die gewöhnlichste ist von derselben Sorte wie Fig. 244 *C*, aber viel kleiner.

Hagelkörner, die zwei oder mehrere Kerne enthalten, sind nicht selten. Die undurchsichtigen Eisschollen sind nach Harting, der den Utrechter Fall genau untersuchte, aus kleinen Körnchen von 0,1—0,2 mm Durchmesser mit dazwischen liegenden Luftblasen zusammengeballt.

Die von Hagelstürmen verursachten Schäden sind häufig sehr gross. So soll ein Hagelwetter vom 13. Juli 1738 einen Schaden von 25 Millionen Franken verursacht haben.

Der Hagel ist (wie die Gewitter) in den polaren Gegenden sehr selten. Statt dessen fallen Graupeln wie bei uns im Winter. In gemässigten und subtropischen Ländern sind sie am gewöhnlichsten. In tropischen Landesteilen kommen sie auch bisweilen vor, speziell die mit grossen Körnern. Die meisten Hagelkörner schmelzen dort, bevor sie den Boden erreicht haben. Auf dem (nahe dem Äquator in Ecuador gelegenen) Antisana beobachtete man in 4000 m Höhe elf Hagelfälle in neun Monaten. Einige Gegenden scheinen besonders vom Hagel heimgesucht zu sein. Dazu gehören Steiermark und Kärnten und die Abhänge des Kaukasus. Die wärmeren und trockneren Landesstrecken scheinen öfters als die kälteren und feuchteren, das Land vor

den Mündungen der Gebirgsthäler häufiger als diese selbst und das Gebirge vom Hagel getroffen zu werden. Im Gebirge sind die Hagelkörner klein und gehen in Graupeln über. Boussingault beobachtete bei einer Reise in den Anden, dass die Hagelkörner, die oben ganz klein waren, immer grösser wurden, je tiefer er kam.

Die allgemeine Wetterlage bei Hagelstürmen ist nahezu dieselbe wie bei Gewittern und die Hagel sind als Begleiter der Gewitter anzusehen, die nur längs einer oder einiger sehr kurzen (meist 8 bis 10 km langen) Strecken der Gewitterfronten vorkommen.

Die Jahresperiode der Hagelwetter ist dieselbe wie die der Gewitter, nur ist der Frühling etwas hagelreicher, sodass häufig ein Maximum im Mai zu finden ist (Holland, Bayern, Sachsen). Die tägliche Periode ist ebenfalls ungefähr dieselbe wie die der Gewitter, aber noch etwas ausgeprägter. In Mittel-Europa treffen 27 Proz. der Hagelwetter zwischen 2 und 4 Uhr Nachm. ein (67 Proz. zwischen 12 und 6 Uhr Nachm.). Das Minimum fällt zwischen 2—8 Uhr Vorm. (4 Proz.).

Wetterschiessen. Wegen der grossen Schäden, welche die Hagelwetter anrichten, hat man sich bemüht, Mittel zu ihrer Verhinderung aufzufinden. Schon seit alten Zeiten glaubt man, durch heftige Erschütterung der Luft, wie durch starkes Läuten und Schiessen, einen günstigen Einfluss ausüben zu können. Versuche in dieser Richtung sind neuerdings in grossem Maassstab in Österreich, Italien, Frankreich und Amerika aufgenommen worden. Obgleich es nicht wahrscheinlich ist, dass selbst die heftigsten Lufterschütterungen an der Erdoberfläche in den Höhen — etwa 5 km und darüber —, wo die Hagelkörner sich bilden, irgend welche merkliche Wirkung haben können, wollte man wegen der hohen wirtschaftlichen Bedeutung diese Mittel doch nicht unversucht lassen. Man wollte den Luftwirbelringen, welche sich beim Abfeuern eines Geschosses bilden, eine besondere Wirkung zuschreiben; dieselben erreichen jedoch nur sehr mässige Höhen und keineswegs den Bildungsherd der Hagelschlossen.

Man richtete also in bestimmten Gegenden, die häufig von Hagelwetter heimgesucht werden, ein Netz von Schiessstationen ein, wo bei Anzeichen eines Hagelwetters Böllerschüsse abgefeuert wurden. In Italien waren nicht weniger als 9400 solche Stationen eingerichtet. Der Erfolg scheint jedoch nach der bisher beschafften Statistik sehr zweifelhaft zu sein; zur Beschaffung von mehr Versuchsmaterial werden die Versuche fortgesetzt. Dass in einzelnen Fällen (besonders in Österreich)

die Schiessversuche von Erfolg gekrönt zu sein scheinen, mag auf Zufall beruhen.

Nach einer Untersuchung von v. Bezold und Lachmann werden an den preussischen Schiessplätzen der Artillerie weniger Gewitter (20 bis 25 Proz.) beobachtet als in deren nächster Umgebung. Wenn diese Beobachtung sich bestätigte — es könnte z. B. an den Schiessplätzen der Donner des Gewitters bisweilen überhört werden —, so dürfte die Wirkung auf die starke Entwickelung von Rauchgasen an den Schiessplätzen zurückzuführen sein (vgl. S. 781).

Wasserhosen, Tromben und Tornados. Unter äusseren Umständen, welche denjenigen ähnlich sind, die Gewitter- und Hagelbildung begünstigen, entstehen bisweilen ausserordentlich lebhaft rotierende und häufig von elektrischen Erscheinungen begleitete kleine Wirbel, die eine gewaltsame mechanische, zerstörende Wirkung ausüben. Diese eng begrenzten Wirbel nehmen ihren Anfang unter einer Gewitterwolke, von der sie wie ein Zapfen oder Elefantenrüssel herunterhängen. Der Wirbel kann sich dann weiter ausbilden, sodass er die Erdoberfläche berührt, wo die Reibung ihn meistens erweitert. Der ausserordentlich niedrige Luftdruck im Centrum übt eine mächtige hebende, saugende Wirkung aus, die Wassermassen, Hausdächer, Bäume u. s. w. hebt und herumschleudert.

Diese Wirbel entstehen am häufigsten über Wasserflächen (Fig. 245), wahrscheinlich, weil da die Reibung am geringsten ist und heissen dann Wasserhosen. Sie sind in den tropischen Gegenden am gewöhnlichsten; ihr Durchmesser beträgt nur wenige Meter, die Wassermassen steigen unter Bewegungen wie beim Kochen in spitzen schäumenden Massen empor und fallen nieder, sobald die saugende Mitte des Wirbels vorbeigeschritten ist.

Die Wassermassen sollen sich 4—8 m erheben können; wenn der Raum im Inneren der Wasserhose luftleer wäre, so würde die Spitze unter Atmosphärendruck etwa 10 m Höhe besitzen. Man sieht, wie stark der Druck in den Wasserhosen vermindert ist.

Von der Spitze löst sich Schaum oder Wasserstaub ab und steigt in noch grössere Höhen, sodass Wolken und Wasser meist kontinuierlich ineinander überzugehen scheinen. Die Wassertropfen in dem schlauchförmigen Teil der Wasserhose bilden sich teils infolge der aufsteigenden Bewegung der stark feuchten Luft, teils und wohl hauptsächlich direkt durch die starke Abkühlung und Kondensation, welche die heftige Ausdehnung von Atmosphärendruck auf den sehr niedrigen Druck im Inneren

der Wasserhose begleitet. Wenn die Wasserhose sich auflöst, so verschwindet zuerst ihr mittlerer Teil zwischen Wolke und Wasser. Die drehende und aufsteigende Bewegung ist wohl noch da, aber die Menge des kondensationsfähigen Wasserdampfes ist zu gering geworden, um den Wirbel noch sichtbar zu machen.

Trifft das untere Ende des Wirbelschlauches die feste Erdoberfläche, so entsteht eine Trombe oder Wettersäule. Statt Wasserstaub und Schaum füllen in diesem Fall Staub und vom Boden in die Höhe gerissene Gegenstände, wie Heu, Erde, Laub, Zweige u. s. w. den unteren Teil des



Fig. 245. Wasserhosen.

Wirbels. Tromben entstehen, wie die Wirbelgewitter, häufig in der Nähe von barometrischen Depressionen und der Sinn ihrer Drehung wird demzufolge meistens von der Erddrehung bestimmt, d. h. sie drehen sich auf der nördlichen Halbkugel von oben gesehen in entgegengesetztem Sinn wie die Zeiger einer Uhr. Diese Wirbel haben ihren eigentlichen Ursprung in den Wolken und dehnen sich von da bis zum Erdboden aus im Gegensatz zu den kleinen Staubwirbeln, welche bei starker Erwärmung des Erdbodens auf Strassen oder in den Wüsten entstehen und deren Drehungsrichtung bald nach der einen, bald nach der anderen Seite liegt. Warme, feuchte Luft ist jedenfalls für die Ausbildung der Tromben günstig. Wie die Gewitter geht die Trombe ihren

Weg unbeeinflusst von den Gebilden auf der Erdoberfläche. Sie kann dabei abwechselnd zur Erde hinunterreichen oder in der Luft enden. Wenn sie auch nicht sichtbar zur Erdoberfläche hinunterreicht, kann sie doch grossen Schaden anrichten, denn die wirbelnde Bewegung der Luft am Boden kann auch dann noch sehr heftig sein. Eine Abbildung einer solchen Trombe zeigt Fig. 246.



Fig. 246. Trombe vom 7. Okt. 1884 bei Catania.

Die Bahnen dieser Wirbel sind noch viel schmäler (ein bis einige hundert Meter) als diejenigen der Hagelwetter, was aus den eng lokalisierten verheerenden Wirkungen hervorgeht. Diese beruhen auf ihrer grossen Drehungsgeschwindigkeit, die 50, nach einigen Schätzungen sogar 100 m pro Sek. erreichen kann. Die Tromben sind in mittleren Breiten am häufigsten vertreten, sie können aber auch bis zu 60° n. Br. vorkommen, so sind in Schweden viele Tromben untersucht und beschrieben worden.

Sehr häufig sind sie in Nord-Amerika zwischen dem Felsengebirge und dem Alleghany-Gebirge und geben dort zu schweren Ver-

wüstungen Anlass, von denen die Zeitungen häufig Berichte mitteilen. Sie haben daselbst einen eigenen Namen „Tornados“ erhalten.

Sie treten bei mässigen südlichen Luftströmungen auf und werden von ausserordentlich heftigen Gewittern (nicht selten in Form von Kugelblitzen) und von Hagelfällen begleitet. Sie ziehen meistens (wie die Gewitter) von SW nach NE, mit einer Geschwindigkeit von im Mittel 40 km in der Stunde. Da sie einen Durchmesser von meistens weniger als 300 m besitzen, so ist ihre Zerstörungsarbeit gewöhnlich in weniger als einer halben Minute vollendet.

Ihre mechanische Arbeitsfähigkeit ist unglaublich gross, sie heben nicht nur Dächer ab, sondern heben sogar ganze Häuser mitsamt den Bewohnern in die Höhe, tragen sie weit (100 m) weg oder zerquetschen die Wände. Ein Wagen von 1600 kg wurde 18 m verschoben und über

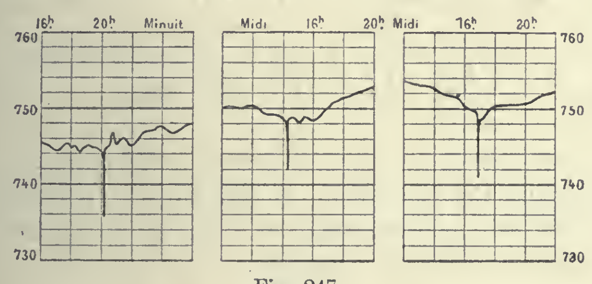


Fig. 247.

einen Zaun von 1,8 m geweht, ohne ihn zu berühren. Wegen des niedrigen Druckes im Wirbel platzen die Fensterscheiben und geschlossene Gefässe, bisweilen sogar die Häuser selbst. Das plötzliche Sinken des Barometers in der Mitte der Trombe ist dreimal beobachtet worden, zu Little-Rock, Arkansas, am 20. Okt. 1894, zu Paris am 10. Sept. 1896 und zu Asnières bei Paris am 18. Juni 1897. Das Barometer gab eine Senkung von 8 bis 10 mm an. In diesen Fällen waren wohl die Tromben sehr schwach (vgl. die drei Barogramme Fig. 247).

Sie bilden sich in dem südöstlichen Quadranten der Barometerdepressionen aus, wo nach neueren Untersuchungen ein stark labiles Gleichgewicht der Luftmassen leicht entsteht, und wo die Temperaturunterschiede zwischen der vorderen und der hinteren Seite der Cyklone stark ausgeprägt sind. Dies trifft nun viel häufiger in Amerika als in Europa ein, und dementsprechend sind die Tromben dort viel häufiger und kräftiger als hier. Sie sind jedoch in den Appalachen und dem

Felsengebirge, sowie in den nordöstlichen Staaten der Union sehr selten. Am gewöhnlichsten sind sie in Kansas.

Auf eine Million km² kommen sie nach Finley in folgender Anzahl pro Jahr vor:

Kansas 26, Missouri 20, Jowa 19, Nebraska 17, Indiana 14, Massachusetts 14, Alabama 13, Minnesota 12, Maryland, Ohio 11, Dacota, Louisiana und Wiscousin 10. In den ganzen Vereinigten Staaten kommen etwa drei verheerende Tornados pro Jahr vor.

Mehrere Tornados folgen häufig einander in nahezu derselben Bahn wie die Hagelwetter. Sie haben auch dieselbe jährliche und tägliche Periode, wie folgende Daten (in Prozent) zeigen.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
1,2	5,0	8,4	17,2	**18,6**	15,7	12,7	8,1	6,3	2,3	3,0	1,5

0—2,	2—4,	4—6,	6—8,	8—10,	10—12,	12—14,	14—16,	16—18,	18—20,	20—22,	22—24
1,7	1,6	0,9	*0,8*	1,8	5,1	9,1	21,6	**28,8**	15,2	8,2	5,2

Die Geschwindigkeit der Luft im Tornado erreicht Werte von 45 bis 250, bisweilen sogar 450 m pro Sek. An der Lage der fortgeschleuderten Gegenstände erkennt man den Sinn der Drehung in den Tornados. Er ist immer derselbe wie in den Cyklonen.

Um der Lebensgefahr beim Tornado zu entgehen, baut man Tornadokeller, in welche man beim Herannahen eines Tornado sich zurückziehen kann.

Der jährlich durch Tornados in den Vereinigten Staaten verursachte Schaden wird zu etwa drei Millionen Dollars taxiert. Der Tornado vom 27. Mai 1896 zu St. Louis brachte Verluste von 12 Millionen Dollars und 308 Menschenleben mit.

Wie die Tromben überspringen häufig die Tornados grosse Strecken in ihrer Bahn, indem der trichterförmige Wirbel an diesen Stellen nicht zur Erde hinunterreicht. Bisweilen kann der Tornado sich bis zu den obersten Gipfeln der Bäume oder zu den Schornsteinen der Häuser hinunterstrecken, hier alles zerstören, die tiefer liegenden Gegenstände aber unversehrt lassen. Bei der Pariser Trombe hat man die eigentümliche Beobachtung gemacht, dass ihre Gewalt 20—25 m über dem Boden, wo sie die Hausdächer zerriss, viel grösser war, als in 58 m Höhe, wo sie das Dach von Tour St. Jacques unbehelligt liess.

Häufig vollführt der Tornadowirbel mehrere Schwingungen rechts und links von seiner mittleren Bahn, besonders in der ersten Zeit, wenn er die Erde erreicht hat. Die erste Schwingung geht immer nach links. Diese Schwingungen nehmen an Amplitude schnell ab.

Die meisten Tromben sind von einem eigentümlichen Geräusch begleitet, welches mit dem Rasseln von mehreren mit Eisenwaaren beladenen Wagen verglichen wird. Vielleicht rührt dieses Geräusch von den Stössen der in der Trombe aufgewirbelten festen Körpern her.

XIV. Meteorologische Akustik.

Beugung der Schallwellen. Ebenso wie sich die Wasserwellen um einen isolierten Felsen herumbiegen, ebenso verhalten sich auch die Schallwellen. Zwar ist es leicht wahrzunehmen, dass hinter einem Hügel oder Gebäude auf der Vorderseite hervorgebrachte Töne nur schwach hörbar sind. Wenn aber die Töne kräftig genug sind, hört man sie auch hinter den dichtesten Hindernissen.

Ein auffallendes Beispiel dieser Eigenschaft des Schalles erzählt Tyndall, eine Explosion eines Pulvermagazines nahe am Dorfe Erith in England. Die Fensterscheiben der Häuser im Dorfe waren auf der zum Pulvermagazin gewendeten Seite und auf der abgewendeten fast gleich stark zerbrochen. Alle Fenster der Kirche waren nach innen eingebogen, indem die Bleirahmen dem Druck nachgegeben hatten.

Übergang des Schalles von einem Medium in ein anderes. Wenn man einen Laut unter Wasser hervorruft, z. B. eine Glocke läutet, so hört man sehr wenig davon in der Luft. Und umgekehrt dringen die Schallwellen, welche in der Luft entstehen, zu einem äusserst unbedeutenden Bruchteil in Wasser ein. Diese Frage ist von einer gewissen praktischen Bedeutung, denn die Fischerbevölkerung hat häufig die unrichtige Vorstellung, dass die Fische durch die Schallsignale der Lootsstationen vertrieben werden.

Um dies zu untersuchen, gehen wir von folgenden Annahmen aus. Eine Schallwelle möge eine Wasserfläche treffen. Die Geschwindigkeit des untersten Luftpartikelchens in vertikaler Richtung soll gleich derjenigen des angrenzenden obersten Wasserpartikelchens sein. Die Energiemenge der einfallenden Welle (aus der Luft) soll gleich der Summe der Energiemengen der gebrochenen und der reflektierten Welle sein.

Es sei φ der Einfalls- und φ^1 der Brechungswinkel der Wellennormale (vgl. Fig. 248), so verhält sich nach der Wellenlehre:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi^1} = \frac{V}{V^1} = \frac{l}{l^1},$$

wenn V und V^1, l und l^1 die Geschwindigkeiten bezw. Wellenlängen des erregten Tones in den beiden Medien Luft und Wasser bedeuten. Bei 0^0 ist $V = 330$ m pro Sek., V^1 nach den Messungen von Colladon und Sturm in Süsswasser gleich 1435 m pro Sek., nach denjenigen von Beudant für Salzwasser gleich 1500 m pro Sek.; im Mittel ist also $V^1 = 1467$ m pro Sek., wonach $V:V^1 = 4{,}35$. Die Geschwindigkeit des Schalles im Wasser steigt stark mit der Temperatur. Sie ist nach Wertheim:

bei 15^0 C. 1437 m pro Sek.,
„ 30^0 „ 1528 „ „ „
„ 60^0 „ 1725 „ „ „

wächst also ungefähr wie die $^5/_4$ Potenz der absoluten Temperatur.

Es seien weiter J, R und G die mitteren Amplituden der Schallschwingungen in den einfallenden, reflektierten und gebrochenen Wellen, so folgt aus der ersten Bedingung über die Gleichheit der Geschwindigkeit, welche der Amplitude proportional ist:

$$(J + R) \cos \varphi = G \cos \varphi^1.$$

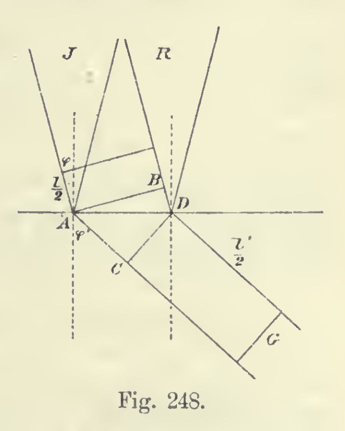


Fig. 248.

Die Energiemenge ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, also auch dem Quadrate der Amplitude, und der Masse m innerhalb eines Raumes von der Länge einer halben Wellenlänge und der Breite $AB = AD \cos \varphi$ für die einfallende und reflektierte bezw. $CD = AD \cos \varphi^1$ für die gebrochene Welle, sowie der für alle drei Wellen gleichen auf die Ebene des Papieres senkrechten Höhe g. Diese Grösse ist für den einfallenden Strahl:

$$m = \frac{1}{2}\, l \cdot g \cdot AD \cos \varphi \cdot d,$$

wenn d die Dichte der Luft bedeutet. Man erhält so:

$$J^2 \cdot l \cdot \cos \varphi \cdot d = R^2 l \cos \varphi\, d + G^2 l^1 \cos \varphi^1 d^1$$

wenn d^1 die Dichte des Wassers darstellt, oder:

$$(J^2 - R^2) l \cdot d \cos \varphi = G^2\, l^1\, d^1 \cos \varphi^1.$$

Durch zweimalige Division dieser Gleichung mit der ersten Bedingungsgleichung bekommt man, nachdem $l : l^1 = \sin\varphi : \sin\varphi^1$:

$$\frac{J - R}{J + R} = \frac{d^1}{d}\,\frac{tg\,\varphi^1}{tg\,\varphi}$$

oder, wenn dieser letzte Ausdruck gleich $\frac{1}{\alpha}$ gesetzt wird:

$$-R : J = (1 - \alpha) : (1 + \alpha) = 1 - 2\,\alpha.$$

Diese letzte Gleichung ist genügend genau, denn:

$$\frac{d}{d^1} = \frac{1}{773} \text{ und } \frac{tg\,\varphi}{tg\,\varphi^1} < \frac{\sin\varphi}{\sin\varphi^1} \text{ folglich } \frac{tg\,\varphi}{tg\,\varphi^1} < \frac{1}{4{,}35}$$

und also α eine sehr kleine Zahl ($< 1 : 3363$). Hieraus folgt:

$$R^2 = J^2\,(1 - 4\,\alpha)$$

und:

$$J^2 - R^2 = J^2 \cdot 4\,\alpha.$$

Wenn J^2 ein Maass der einfallenden und R^2 ein Maass der reflektierte[n] Schallstärke ist, so wird die Stärke der gebrochenen Schallwelle durc[h] $J^2 - R^2$ gemessen. Es ist das Verhältnis F dieser Grössen:

$$F = \frac{J^2 - R^2}{J^2} = 4\,\alpha = 4\,\frac{d}{d^1}\,\frac{\sin\varphi}{\sin\varphi^1} \cdot \frac{\cos\varphi^1}{\cos\varphi} = 0{,}001189\,\sqrt{1 - 17{,}9\,tg^2\,\varphi}$$

Die Energie der gebrochenen Welle macht also im Maximum, nämlich bei senkrechter Incidenz ($\varphi = 0^0$) 0,12 Proz. der einfachen Welle aus. Die Beziehung zwischen dem Bruchteil F und φ geht aus folgende[r] Tabelle hervor.

φ =	0^0	5^0	8^0	10^0	12^0	13^0	$13^0\,17'\,7''$
φ^1 =	0^0	$22^0\,16'$	$37^0\,15'$	$49^0\,02'$	$64^0\,42'$	$78^0\,0'$	90^0
$10^4 \cdot F$ =	11,9	11,1	9,6	7,9	5,2	2,5	0

Schallwellen, deren Normale einen grösseren Winkel als $13^0\,17'\,7''$ mit der Normale der Begrenzungsfläche bilden, vermögen gar nicht i[n] das Wasser hineinzudringen. Von der Schallmasse, welche nach unte[n] sich von einer Schallquelle ausbreitet, befinden sich nur 2,65 Proz. i[n] einer solchen Lage, dass ein Teil davon in das Wasser hineinzudringe[n] vermag. Und von diesem Teil geht nur der sehr geringe Bruchtei[l]

0.0008 auf das Wasser über, sodass von der ganzen Schallmasse nur 21.2 Millionteile in das Wasser hineindringen. Man kann demnach wohl sagen, dass der Schall praktisch genommen vom Wasser total reflektiert wird.

Bei dem Übergang des Schalles aus Wasser in Luft liegen zwar die Verhältnisse nicht so ungünstig, aber doch dringt nur 0,06 Proz. der Schallmenge aus dem Wasser in die Luft ein. Auch in diesem Fall kann man von einer nahezu totalen Reflexion sprechen, obgleich etwa 30 mal weniger effektiv wie im vorhin besprochenen Fall.

Ganz anders dringt der Schall ins Wasser ein, wenn die Schallwellen aus einem Körper kommen, dessen Dichte von derselben Grössenordnung ist wie des Wassers selbst.

Wenn man z. B. mit einem Ruder gegen den Boden eines Kahnes stösst, so geht ein recht beträchtlicher Teil der Schallbewegung auf das Wasser über. Die Dichte der Hölzer liegt nämlich sehr nahe an 1 und die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles senkrecht zu den Jahresringen ist für Tannenholz ebenso gross wie für Süsswasser bei 10° C. In anderen Hölzern ist die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von derselben Grössenordnung. Die grösste Abweichung kommt bei Birkenholz vor (nach Messungen von Wertheim und Chevandier), das etwa 28 Proz. grössere Fortpflanzungs-Geschwindigkeit besitzt. Die Fischer haben häufig bemerkt, dass bei einem solchen Stoss die Fische gleich fliehen, was zu ihrer unrichtigen, oben (S. 812) erwähnten Vorstellung geleitet hat.

Echo. Ebenso wie vom Wasser wird der Schall von der Erde, Felsen und Wolken reflektiert. Bisweilen können die an einer Stelle erregten Schallwellen ein oder mehreremal zum Ausgangspunkt reflektiert werden. Diese Erscheinung wird Echo oder Widerhall genannt. Manche Orte sind wegen ihres kräftigen oder mannigfaltigen Echos berühmt. So z. B. wiederholt ein Echo an den Ufern des Lago del Lupo über den Wasserfällen von Terni den Schall nicht weniger als fünfzehnmal. Wegen seiner Stärke ist das Echo am Lorelei-Felsen am Rhein berühmt, das 17—20 mal einen Pistolenknall wiederholt. Das Echo zwischen den zwei Flügelgebäuden des Schlosses Simonetta bei Mailand giebt einen Pistolenschuss 60 mal wieder. Das Echo der Dunloe-Kluft bei Killarney in Irland ist ebenfalls Touristen wohlbekannt. Der Ton einer daselbst angeblasenen Trompete kommt in einer Reihe von Reflexionen zur Ausgangsstelle zurück. Der Ton wird immer sanfter und es macht den Eindruck, als wenn die Schallquelle sich immer weiter entfernte. In den Alpenländern sind berühmte Echos in grosser Zahl zu

finden. Unter denselben hebt Tyndall das Echo bei Rosenlaui besonders hervor. Berühmt wegen ihres Echos sind Koblenz, Grosse Gans bei der Bastei in der sächsischen Schweiz, Adersbach in Böhmen, Rosneath in Schottland und mehrere andere Orte.

Da etwa 0,2 Sek. zum Aussprechen einer Silbe nötig sind und der Schall etwa 340 m in 1 Sek. zurücklegt, so kann eine Wand in 34 m Entfernung ein einsilbiges Echo geben, eine 68 m entfernte ein zweisilbiges u. s. w., indem der Schall zum Hin- und Zurücklaufen 0,2 bezw. 0,4 Sek. nötig hat. Ein Echo im Park von Woodstock wiederholt 17 Silben bei Tag und 20 bei Nacht. Das Echo am Grabmal Cäcilia Metellas bei Rom vermag eine hexametrische Verszeile wiederzugeben.

Das eigentümliche und majestätische Rollen der Donnerschläge rührt von einer mehrmaligen Reflexion des Schalles an den Wolken und der Erde her. Eine Kanone, die auf freiem Feld bei heiterem Himmel abgefeuert wird, giebt einen kurzen, scharfen Knall. Befinden sich dagegen an dem Himmel Wolken, so hört man nach dem Schuss ein langsames leises Rollen.

Man hat auch die Wirkung von Reflexionen in Fällen vermutet, in welchen sie wahrscheinlich keine merkliche Rolle spielen. Wenn z. B. Schallerscheinungen, die man erwartet hatte (vgl. unten), ausblieben, so nahm man an, dass dieselben an den Grenzflächen verschieden dichter Luftschichten reflektiert seien. Da aber in diesem Fall, sowohl die Dichte wie die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von der einen Schicht zur anderen sehr wenig veränderlich ist, so scheint die Erklärung kaum stichhaltig zu sein.

Auch durch Schneeböen geht der Schall, so viel man nachweisen kann, ungeschwächt hindurch, wie Tyndall schon bemerkt hat. Ebenso bieten Nebelbildungen kein merkliches Hindernis der Ausbreitung des Schalles.

Folgen der Schallbrechung. Wie oben schon bemerkt, wird der Schall, ebenso wie das Licht, beim Übergang von einem Medium in ein anderes gebrochen. Ebenso erleidet der Schall eine Ablenkung in der Atmosphäre zufolge der ungleichen Temperatur der Luftschichten. Die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles hängt nicht von der Dichtigkeit der Luft, sondern nur von ihrer Temperatur ab und zwar wächst sie proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur. Wenn demnach, wie normal der Fall ist, die Luft unten wärmer wie oben ist, so beschreibt die Schallwelle keinen geraden Weg von einer in der Höhe befindlichen Schallquelle zum Boden, sondern verläuft in Bogenlinien,

wie die Fig. 249 andeutet. Da die Luft unten wärmer ist, wird der Schall fortwährend von der Normale weg gebrochen, sodass die nach unten gehenden Schallstrahlen eine nach oben konkave Bahn beschreiben. In Punkten zwischen A und B wird der Schall vernommen, in Punkten dagegen, welche weiter entfernt sind als der Punkt B, wo die Fortpflanzungsrichtung des Schalles den Boden tangiert, vernimmt man keine Spur des von S ausgehenden Schalles. Man könnte glauben, dass eine horizontal sich fortpflanzende Welle, deren vertikale Wellenfront in der Figur 250 durch 1—2 bezeichnet werden möge, nicht gebrochen wird, da in konstanter Höhe die Temperatur gleich hoch ist. Während aber der obere Teil den Weg 1—3 beschreibt, geht der untere Teil in der wärmeren Luft den längeren Weg 2—4 (Fig. 250*b*). Da die Wellenfront immer senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung steht, so biegt sich diese wie Fig. 250*a* andeutet. Ähnliches gilt für das Licht, wie auch der Versuch lehrt.

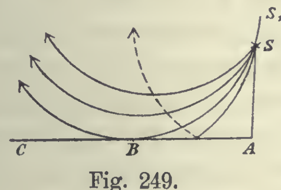


Fig. 249.

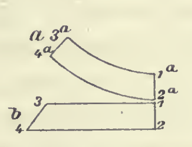


Fig. 250.

Der Punkt B ist offenbar um so weiter von S entfernt, je geringer er Temperaturunterschied der oberen und unteren Schichten ist. Weiter rsieht man aus der Figur, dass wenn SS_1 die Verlängerung des Schalltrahles SB ist, auch eine Schallquelle in S_1 bei B vernehmbar ist. s ist also die horizontale Entfernung des Punktes B von der Schalluelle um so grösser, je höher die Schallquelle liegt. Würde die Schalluelle in B liegen, d. h. gerade am Boden, so würde, theoretisch geommen, der Schall an keinem Punkt in derselben Horizontalebene geört werden.

Diese Umstände sind in der Praxis von grosser Bedeutung. Man it von Lootsstationen Schallsignale gegeben, welche auch von ganz ihe befindlichen Schiffen nicht gehört wurden. Man hat zur Vermeidung eses Übelstandes vorgeschrieben, dass die Schallsignale von so hoch e möglich gelegenen Stellen gegeben werden sollen. In dieser Hinsicht id die Signale mit Raketen, die explodieren, am günstigsten. Glückherweise tritt dieser Fall vorzugsweise bei starker Sonnenstrahlung, nn die Nebelsignale überflüssig sind, ein.

Bei sogenannter Temperaturinversion (vgl. S. 545) sind die Verhält-nisse umgekehrt, indem die kältesten Schichten am Boden liegen. In solchen Fällen schmiegt sich der Schall dem Boden an und beschreibt einen Weg, der nach unten konkav ist. Man hört dabei nicht nur den direk von der Schallquelle ausgehenden Schallstrahl, sondern auch reflektierte Diese Temperaturverteilung ist für die Hörbarkeit des Schalles sehr günstig. Sie erscheint besonders häufig in der Nacht und im Winter bei unbedecktem Himmel, wobei die Strahlung den untersten Luftschichten ihre Wärme entzieht. Ein jeder hat wohl auch die Erfahrung gemacht wie deutlich der Schall unter solchen Umständen, besonders bei klarem frostigem Wetter, auch in grossen Entfernungen hörbar ist. Häufig ist man geneigt, diese Wirkung der Stille der Nacht allein zuzuschreiben Dass aber diese Erklärung nicht zutrifft, kann man sehr gut aus einem schönen von Humboldt erzählten Beispiele ersehen. An einem Orte an den Ebenen von Antures in Südamerika war das an eine starke Brandung erinnernde Getöse von den grossen Wasserfällen des Orinokoflusses bei Nacht, nicht aber bei Tag hörbar. Dort war aber der Tag viel ruhiger als die Nacht, wie gewöhnlich in den Tropen, wo das Tierleben in der Nacht erwacht. Zwischen den Fällen und dem Beobachtungsorte lag eine grosse Ebene mit vielen nackten Felsen, die am Tage durchgeglüht und in der Nacht durch Strahlung stark abgekühlt wurden. Diese Massen übertrugen ihre Temperatur auf die unteren Luftschichten. Das ist die leicht verständliche Ursache der Erscheinung.

Bei Temperaturinversion entsteht häufig eine Nebeldecke über der Erd- oder Wasseroberfläche. Daher rührt die Angabe, dass man häufig bei Nebel besser hört als bei klarer Luft.

Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. Falls ein tönender Körper in ruhiger Luft sich einem Beobachter nähert, so ist das Dopplersche Prinzip anwendbar, der Ton erscheint höher (vgl S. 28) als wenn die Tonquelle still steht. Umgekehrt verhält es sich falls die Tonquelle sich vom Beobachter entfernt, der Ton erscheint dann tiefer. Über diesen Gegenstand hat Buys-Ballot Versuche an-stellen lassen, indem er einen Trompetenblaser auf einen Eilzug stellte welcher an einem Beobachter vorbeifuhr. Bei dem Vorüberfahren sank der Trompetenton bedeutend.

Eine ähnliche Beobachtung kann man leicht machen, wenn man in einem Zug an einer tönenden Signalglocke vorbeifährt. Nehmen wir an, die Geschwindigkeit des Zuges sei 16,5 m pr. Sek., eine gewöhnliche Eilzug-geschwindigkeit, und die Schallgeschwindigkeit sei 330 m pr. Sek. (be-

0° C.), so sinkt die Tonhöhe beim Vorbeifahren im Verhältnis 10:9, d. h. um einen ganzen Ton.

Ist die Schallquelle in Ruhe und bewegt sich die Luft, so ändert sich die Schallgeschwindigkeit, die dann gleich der Resultante aus der Schallgeschwindigkeit in stillstehender Luft und der Geschwindigkeit der Luft selbst gesetzt werden kann. Zufolge dieser ungleichen Geschwindigkeit können an der Grenzfläche von zwei Luftschichten verschiedener Geschwindigkeit Brechungen und Reflexionen des Schalles stattfinden. Wenn z. B. die relative Geschwindigkeit der beiden Luftschichten 10 m erreicht und die eigentliche Schallgeschwindigkeit 330 m beträgt, so ist der Winkel (α) der totalen Reflexion bedingt durch die Gleichung:

$$\sin \alpha = \frac{330}{330 + 10}; \alpha = 86{,}8^0.$$

In Wirklichkeit ändert sich die Luftgeschwindigkeit meistens nicht sprunghaft, sondern wächst kontinuierlich vom Boden aufwärts.

Dann zeigen sich ganz ähnliche Erscheinungen wie bei Änderungen der Temperatur mit der Höhe und zwar entspricht eine Temperaturabnahme nach oben dem Fall, dass der Wind von dem Beobachter gegen die Schallquelle gerichtet ist. Es werden sich demnach die Wellen so umbiegen, wie oben in Fig. 249 angegeben ist. Wenn also der nach oben zunehmende Wind von der Schallquelle ab weht, befindet sich der Empfänger in einem Schallschatten, dagegen, wenn der Wind von der Schallwelle zum Beobachter hinfliesst, werden die Schallwellen wie bei Temperaturinversion nach unten gebogen. Da eine Differenz der Windgeschwindigkeit von 10 m pr. Sek. ebenso stark wirkt wie eine Temperaturdifferenz von etwa 16° C., so sieht man ein, dass der Effekt des Windes denjenigen der Temperatur mehrfach übersteigen kann.

Der Schall ist daher sehr schlecht gegen, sehr gut aber mit dem Wind zu hören.

Spontane Schallerscheinungen. Unter diesen Namen versteht Günther, der neuerdings eine Monographie darüber geschrieben hat, Schallerscheinungen, welche nicht durch Organismen erzeugt werden. So z. B. rechnet Günther das Tönen der Dornen der afrikanischen Flötenakazie (Acacia fistulosa) im Winde nicht zu den spontanen Schallerscheinungen, obgleich der Unterschied zwischen diesem Tönen und dem Heulen des Windes, das spontaner Natur ist, nicht sehr scharf zu be-

stimmen ist. Das Heulen des Windes beruht auf dem regelmässigen Au stauen und Abfliessen der Luft an Gegenständen, gegen welche s Reibung ausübt. Diese Erscheinung ähnelt der Tonbildung beim Reibe eines Korkes gegen eine Fensterscheibe sehr. Je heftiger der Win ist, um so höher wird der erzeugte Ton, ungefähr wie beim Anblase einer Sirene. Bei schwachem Wind bleibt nur ein schwaches Sause übrig, das im Laube des Waldes am deutlichsten wird.

Etwas anderer Natur sind die Geräusche und Töne, welche en stehen, wenn Sand über Dünen oder Wüsten hinwegtreibt. Es ist hi nicht mehr die Erzitterung der Luft, welche in erster Linie zu de Geräusch Anlass giebt, sondern die Schwingungen, in welche die Unte lage (und vielleicht auch der Sand) durch die Reibung gerä Solche tönende Sande sind an der Ostseeküste recht gewöhnlich, so a Bornholm, auf der kurischen und frischen Nehrung, bei Heringsdorf, a der Halbinsel Dars u. s. w. In den innerasiatischen und afghanistanische Wüstengebieten sowie in der West-Sahara und auf der Halbinsel Sinai sin solche Erscheinungen nach Mitteilungen von Reisenden stark entwickel

Von ähnlicher Entstehung ist das Geräusch und das Zischen, wen Schneekörner über glatte Schneefelder streichen, welches den Glaube veranlasst haben soll, dass Nordlichter oft von einem knisternden Ge räusch begleitet werden. Anderer Art sind die Schallerscheinungen bei Schlagen der Wogen gegen ein Felsenufer. In einigen Fällen wie i der Fingalshöhle auf Staffa oder auf der dalmatinischen Insel Melad verstärkt die Resonanz der Luft in unterirdischen Höhlen und in Klüfte diese Geräusche so, dass ein heftiges Dröhnen und Knallen ertönt.

Von vielen Gegenden, besonders Küstengebieten, erzählt ma dass daselbst plötzliche dumpfe Knalle gehört werden, die einem ent fernten Kanonendonner ähneln. Die Erscheinung geht an den Küste unter dem Namen „Seeschiessen". Dieselbe ist in Flandern, Perthshir (Schottland), Umbrien, Colorado, Guatemala, niederländisch Indien, a den Mündungen des Kongoflusses und des Ganges bekannt. Aber auc im Binnenland, wie in verschiedenen Alpengegenden der Schweiz, Süd westdeutschlands und Österreichs, kommen ähnliche Donnerschläge vo In diesen Fällen ist man geneigt, Erdbebengeräusche anzunehmen. Da Seeschiessen wird häufig als das Geräusch der Brandung bei Einzel Wellen (vgl. S. 445) angesehen.

Schliesslich wird nicht selten beobachtet, dass in abgeschlossene Thälern, Wäldern oder in Felsenklüften musikalische Naturklänge vor kommen. Solche Fälle werden von der Sandalp (in den Glarner Alpen

er Schwanbergeralp in Steiermark, Triberg im Schwarzwald und dem 'roneckerthal im Hunsrück beschrieben. Meistens scheinen von dem auschen eines Baches bestimmte Töne durch Resonanz verstärkt zu erden.

Singende Felsen wurden von Humboldt an den Ufern des Orinoko, on Peschuel-Löschke in Deutsch-Südwestafrika aufgefunden. Als rsache sieht man gewöhnlich das Zittern der durch Abschuppung entandenen Gesteinsplatten (vgl. S. 344) bei der Reibung des Windes an.

In ähnlicher Weise hat man auch das „Singen" der nördlichen der beiden g. Memnonstatuen auf dem thebanischen Nekropol erklärt. Man scheint ährend zweier Jahrhunderte (von Beginn unserer Zeitrechnung bis zu ner von Kaiser Septimius Severus veranstalteten Restauration der Statue) ahrgenommen zu haben, dass um Sonnenaufgang dieser 10 m hohe ndsteinkoloss Geräusche veranlasste, die mit einem Singen verglichen ırden. Vielleicht befanden sich an der Statue Gesteinschuppen, die bei r Erwärmung durch die Sonne sich auf ihrer Unterlage verschoben d so klingende Geräusche hervorbrachten.

Die Luft- und Schallwelle nach dem Krakatau-Ausbruch. r Schall des Krakatauvulkanes bei dem Ausbruch am 26. und 27. ıgust 1883 wurde in so weiten Entfernungen von der Schallelle wahrgenommen, wie wohl nie in historischer Zeit eine Explosion hört worden ist. — Zum Vergleich möge angeführt werden, dass die schützensalven bei der Leichenfeier der Königin Viktoria von England 0 km weit gehört wurden. O. Reynolds erzählt einen Fall von ıer Flottenrevue zu Portsmouth, wobei der Donner 270 km weit vernmen wurde. — Der Schall, welcher dem einer heftigen Kanonade nlich geschildert wird, erreichte folgende Orte in folgenden Entnungen vom Krakatau in Kilometern: Manila 2902, Dorey auf Neuinea 3240, Alice Springs in Centralaustralien 3593, Perth in Weststralien 3060, Rodriguez 4775, Dutch Bay auf Ceylon 3311, Tavoy Birma 2378. Die Linie, welche diese Punkte verbindet, schliesst e annähernd elliptische Fläche ein, welche etwa ein Dreizehnteil ganzen Erdoberfläche ausmacht. Die Angaben über die Ankunftst der Schallwelle an den innerhalb dieser Fläche gelegenen nkten sind im allgemeinen zu ungenau, um daraus die Schallchwindigkeit zu berechnen. Jedenfalls scheint aus ihnen hervorgehen, dass nach N, NE und NW der Schall sich viel langsamer gebreitet hat als nach W, SE und SW. Ferner liegt Krakatau nörd von der Achse der genannten Ellipse, was anzudeuten scheint, dass

der Schall in nördlicher Richtung geschwächt worden ist. Dies kann von zwei Ursachen herrühren, nämlich von starken nördlichen Winden oder davon, dass der Erdboden nach Norden zu stark erwärmt war, die nach Süden gelegene Meeresoberfläche und das im Südosten liegende Australien relativ kühl waren, wodurch Ablenkung des Schalls von der Erdoberfläche nach Norden bezw. eine Konzentration nach Süden erfolgte. Kurz nach der Explosion zeigten die Barogramme der meteorologischen Stationen heftige Störungen im Luftkreis an, indem erst eine plötzliche Zunahme, dann eine tiefe Senkung des Luftdrucks eintrat mit zwei bis drei kleineren Oscillationen in der Zwischenzeit. Diese Unregelmässigkeiten wiederholten sich auf einigen Stationen bis zu siebenmal. Vier mal ging also die Luftwelle von Krakatau zum Beobachtungsort, das erste mal direkt, das zweite mal, als sie schon einmal die Erde umkreist hatte u. s. w. Drei mal kam die Schallwelle zum Beobachtungsort aus der entgegengesetzten Richtung.

Aus diesen Aufzeichnungen konnte man die Geschwindigkeit des Schalles und die Zeit der heftigsten Eruption berechnen. Diese wurde auf 10^h morgens 27. Aug. (Krakatau-Zeit = $2^h\ 57^m$ Greenwich-Zeit) festgestellt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles wurde zu 314,2 m pr. Sek. im Mittel gefunden. Wegen der in höheren Luftschichten in den Tropen östlichen und in aussertropischen Gegenden westlichen vorherrschenden Richtung des Windes war die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht in allen Richtungen gleich. Sie war mit dem Wind 12 m grösser als gegen denselben, was eine mittlere gegen den Meridian senkrechte Komponente der Windgeschwindigkeit von 6 m pr. Sek. andeutet. Ferner war die Geschwindigkeit beim ersten Umlauf um die Erde bedeutend (etwa 6 m pr. Sek.) grösser als beim zweiten, bei dieser etwas grösser (um etwa 1,7 m) als beim dritten.

Aus der mittleren Schallgeschwindigkeit 314,2 m pr. Sek. berechnet sich nach der Formel:

$$314{,}2 = 331 \sqrt{1 + 0{,}00366\, t}$$

die Temperatur t der von der Schallwelle betroffenen Luftschichten zu -27^0 C. im Mittel (einer Höhe von etwa 8000 m im Mittel entsprechend).

XV. Meteorologische Optik.

Die scheinbare Gestalt des Himmelsgewölbes. Es ist eine eit langer Zeit wohlbekannte Erscheinung, dass der Himmel uns icht, wie es das natürlichste zu sein scheint, als eine über die Erdoberäche gewölbte halbe Hohlkugel mit dem Mittelpunkt im Auge des Beobachters erscheint. Vielmehr erscheint er als ein stark abgeplattetes ewölbe, das im Zenith dem Beobachter viel näher liegt als am Iorizont.

Die Hauptursache dieser Erscheinung ist von Gauss gefunden. Sie st physiologischer Natur. Wenn wir den Blick mehr oder weniger tirnwärts richten, sehen wir die Gegenstände mehr oder weniger verürzt, in Vergleich mit ihrem Aussehen bei der gewohnten Blickichtung geradeaus. Als Beispiel möge der Fall angeführt werden, ass man einen Menschen einmal auf einem 100 m hohen Turm, ein nderes mal in 100 m horizontaler Entfernung erblickt. Im ersten Fall rscheint er ausserordentlich viel kleiner als im zweiten, obgleich wir issen, dass er in beiden Fällen gleich gross ist und unbewusst unser rteil durch diese Kenntnis beeinflussen lassen.

Allgemein bekannt ist auch, dass der Mond am Horizont viel rösser erscheint als am Zenith. Gauss bewies seinen Satz so, dass r durch Drehung eines Planspiegels die Richtung der Sichtlinie um Spiegelbild der Mondscheibe änderte. Obgleich in diesem Fall ffenbar die physische Beschaffenheit des Bildes in keiner Weise verndert wurde, sah es um so grösser aus, je näher es am Horizont lag nd um so kleiner, je näher es zum Zenith rückte.

Man kann sich von der scheinbaren Abplattung des Himmelsewölbes in der Weise eine Vorstellung bilden, dass man den Punkt aufucht, welcher scheinbar in der Mitte zwischen dem Zenith und dem Iorizont liegt, und danach seine Winkelhöhe bestimmt. Solche Messun-

gen sind in grosser Menge von Reimann ausgeführt. Wenn uns der Himmel wie eine Halbkugel erschiene, so würde der gesuchte Punkt in der Mitte des Himmelbogens in 45° Höhe über dem Horizont liegen. Wegen der scheinbaren Abplattung ist die genannte Winkelhöhe viel niedriger — etwa zwischen 20° und 30° —, je nach den Umständen, wechselnd.

Daraus, dass die Winkelhöhe nicht immer gleich gross ist, kann man schliessen, dass nicht nur die obengenannte physiologische Hauptursache bei unserer Beurteilung wirksam ist, sondern dass auch andere Momente mitspielen.

Als Beispiel der Messungen von Reimann mögen folgende Werte des genannten Winkels angeführt werden:

bei völlig heiterem Tageshimmel	22,4°
„ „ „ Nachthimmel und Mondschein .	26,5
„ „ „ „ ohne „ .	29,9
bei Tag, ganz heiter	22,5
„ „ , heiter	21,8
„ „ , wolkig	21,1
„ „ , ganz bewölkt.	20,5

Die Werte für den Tageshimmel schwankten zwischen 19,7° und 25,3°.

Unter der Annahme, dass das Himmelsgewölbe uns wie eine Kugelkalotte erscheint, hat Pernter das Verhältnis (V) der scheinbaren Entfernung des Himmelsgewölbes in horizontaler und vertikaler Richtung, sowie den Halbmesser X dieser Kugelkalotte in der vertikalen Entfernung als Einheit berechnet. Er fand folgende Werte, wenn der Reimannsche Winkel gleich α gesetzt wird:

α	18	20	22	24	26	28	30°
V	4,5	4,0	3,6	3,2	2,9	2,6	2,4
X	10,6	8,4	6,8	5,6	4,6	3,9	3,3.

Eine Folge hiervon ist, dass der Mond oder ein Sternbilld am Horizont lineär etwa 3,6 mal grösser erscheint als wenn er dem Zenith nahe steht.

Diese Überschätzung der Grösse von am Horizont befindlichen Gegenständen wird durch mehrere Umstände begünstigt. Die Luftperspektive, der blaue Dunst zwischen dem Beobachter und dem am

Horizont befindlichen Gegenstand veranlasst, dass man die Entfernung sehr viel höher taxiert, wie wenn der Gegenstand höher am Himmel steht und infolgedessen die zwischen ihm und dem Auge liegende Luftmasse geringer ist. Ferner befinden sich zwischen dem am Horizont gelegenen Gegenstand und dem Auge eine Menge von Objekten, wie Bäume, Berge u. s. w., deren wirkliche Grösse man kennt, die aber wegen der Entfernung einen sehr geringen Sichtwinkel einnehmen. Mit diesen vergleicht man nun das Himmelsobjekt und schliesst daraus, dass es eine bedeutende Ausdehnung besitzt. Bei höher am Himmel stehenden Gegenständen fehlt diese Orientierung, demzufolge ihre Dimensionen stark unterschätzt werden.

Dass der Nachthimmel, besonders wenn der Mond nicht scheint, stärker gewölbt erscheint als der Tageshimmel, beruht ohne Zweifel darauf, dass bei schwacher Beleuchtung die zur Schätzung der Grösse dienenden entfernten Gegenstände nicht sichtbar sind. Dass ein bewölkter Himmel als ein sehr flaches Gewölbe erscheint, beruht wohl darauf, dass die Wolken eine nahezu horizontale Decke bilden, und dass die Winkelgrösse der einzelnen Wolken, welche am ganzen Himmel ungefähr gleich gross sind, bei der Beurteilung der Entfernung mitspielt.

Ein kleiner Teil des wolkenfreien Himmels erscheint dem Auge meist als eine gegen die Sichtlinie senkrechte Fläche, bei bewölktem Himmel scheint diese Fläche sich der horizontalen Lage anzunähern.

Atmosphärische Refraktion. Wenn keine Luft über dem Erdboden läge, so wäre der Weg der Lichtstrahlen von einem Stern zum Auge eine gerade Linie. Die Lichtwellen gehen aber 1,000294 mal langsamer in Luft von Atmosphärendruck und bei 0⁰ als im leeren Raum. Die Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist der Dichte der Luft proportional, so dass bei halbem Atmosphärendruck und 0⁰ C. oder bei Atmosphärendruck und + 273⁰ C. die Geschwindigkeit 1,000147 mal kleiner als im leeren Raum ist.

Wir haben also hier ein ähnliches Verhalten, wie bei den Schallerscheinungen, wenn die Luft unten kälter, oben wärmer ist. Die Lichtstrahlen müssen demnach eine Bahn beschreiben, die gegen den Boden überall konkav ist (Fig. 251). Die Sterne, welche gerade im Zenith (Z) stehen, erscheinen an derselben Stelle, wie wenn keine Refraktion stattfände, aber je näher am Horizont ein Stern gelegen ist, um so grösser ist die Korrektion, welche an der beobachteten Höhe des Sterns über dem Horizont anzubringen ist, um seine wirkliche Höhe zu finden.

Zur Übersicht können wir uns die Atmosphäre, wie die Figur andeutet, in mehrere konzentrische Schichten einteilen, und innerhalb jeder Schicht die Lichtgeschwindigkeit als konstant ansehen. An der Grenze zwischen je zwei Schichten erleidet der Lichtstrahl eine kleine Brechung (in den Punkten *a*, *b*, *c* u. s. w.). Es bezeichne φ_0 den Winkel $(o\,a\,E)$ zwischen dem Erdradius und der Strahlungsrichtung ausserhalb der Atmosphäre, φ_1 den Winkel $o\,a\,b$. Dieser kann gleich $180^0 - o\,b\,a$ gesetzt werden, weil die Begrenzungen der Schichten als einander parallel anzusehen sind (mit anderen Worten, die Höhe der merklich brechenden Schichten ist gegen die Länge des Erdhalbmessers zu vernachlässigen). Es bezeichne ferner φ_2 den Winkel $o\,b\,c$ u. s. w., und zuletzt φ den Winkel, unter welchem der Strahl am Erdboden einfällt, so ist:

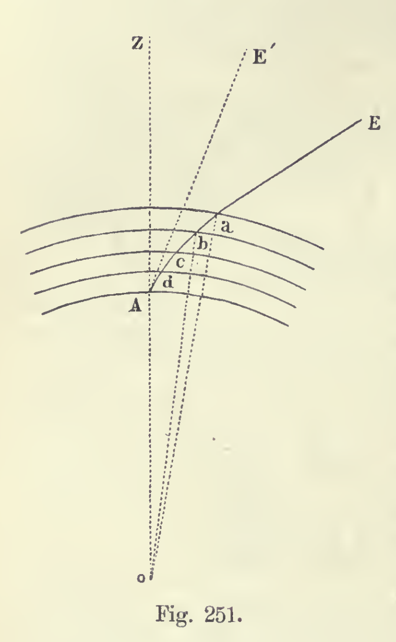


Fig. 251.

$$\frac{\sin\,\varphi_0}{\sin\,\varphi_1} = \frac{V_0}{V_1};\ \frac{\sin\,\varphi_1}{\sin\,\varphi_2} = \frac{V_1}{V_2},\ \ldots\ \frac{\sin\,\varphi_n}{\sin\,\varphi} = \frac{V_n}{V},$$

wenn $V_0\ V_1\ \ldots\ V$ die entsprechenden Geschwindigkeiten des Lichtes auf den Wegstrecken $E\,a$, $a\,b$, $b\,c$ u. s. w. bedeuten.

Als Endresultat ergiebt sich:

$$\frac{\sin\,\varphi_0}{\sin\,\varphi} = \frac{V_0}{V}$$

oder das Verhältnis zwischen φ_0 und φ, der wirklichen und der beobachteten Zenithdistanz eines Sterns, ist von den Eigenschaften der dazwischen liegenden Schichten unabhängig. Folgende kleine Tabelle giebt eine Übersicht über die Grösse der atmosphärischen Refraktion $(\varphi_0 - \varphi)$ bei 760 mm Druck, 10^0 C. und 80 Proz. relativer Feuchtigkeit, welche Bedingungen ziemlich den mittleren Verhältnissen in Central-Europa entsprechen.

φ	$\varphi - \varphi_0$	φ	$\varphi - \varphi_0$
0°	0 ″	60°	1′ 40,6″
5	5,1	70	2 38,6
10	10,3	80	5 18,9
20	21,2	85	9 49,8
30	33,6	87	14 21,8
40	48,8	89	24 36,7
50	1′9,3	90	35 24,2.

Die Astronomen benutzen ähnliche Tabellen, um die wahre Zenithdistanz φ_0 aus der scheinbaren φ zu berechnen. Im Allgemeinen sucht man, soweit möglich, grossen φ-Werten zu entgehen, die die Beobachtungen unsicher machen.

Bei astronomischen Berechnungen ist die oben gemachte Annahme, dass die konzentrischen Schichten als planparallel angesehen werden können, nicht immer genügend genau. Wenn sehr grosse Genauigkeit erstrebt wird, muss man deshalb die Dichte der Atmosphäre in verschiedenen Höhen kennen, weshalb dieser Gegenstand für die Astronomie sehr wichtig ist.

Am Horizont beträgt die atmosphärische Refraktion 35′. Infolgedessen bleibt die Sonne eine kurze Zeit sichtbar, nachdem sie, geometrisch genommen, schon unter den Horizont gesunken ist. Am Äquator sind es etwas mehr als zwei Minuten. Je schräger die Bahn der Sonne gegen den Horizont liegt, um so länger ist die genannte Zeit. Die Refraktion bewirkt auch, dass etwas südlich vom Polarkreis die Sonne während des längsten Tages scheinbar nicht unter den Horizont sinkt.

Wie aus dem Obenstehenden ersichtlich, wächst die atmosphärische Refraktion mit der Dichte der Atmosphäre. Bei genügend dichter Atmosphäre würde sie demnach so gross werden können, dass die Krümmung eines horizontal verlaufenden Lichtstrahls gleich der Krümmung der Erde würde. Ein Beobachter, welcher unter solchen Umständen in horizontaler Richtung ausschaute, würde seinen eigenen Rücken sehen (falls er einen genügenden Sichtwinkel einnähme), indem die Sichtlinie sich längs eines grössten Kreises der Erde biegen würde. Die Erdoberfläche würde ihm infolgedessen wie eine nach allen Richtungen unendlich ausgedehnte flache Scheibe erscheinen. Ein über das Meer segelndes Boot würde nie unter den Horizont verschwinden. Wenn die Refraktion, d. h. die Dichte der Atmosphäre, noch grösser wäre, so würde sich die Erdoberfläche wie eine konkave Schale darstellen, in

deren Mitte der Beobachter stünde. Ein absegelndes Schiff würde sich scheinbar zum Rand der Schale hinaufbewegen, anstatt unter dem Horizont zu sinken.

Nach der Ansicht vieler Astronomen besitzen die Atmosphären der Sonne und der grössten Planeten eine genügende Dichte, um eine derartige Erscheinung zu ermöglichen. Die Schmidtsche Sonnentheorie ist auf eine solche Annahme begründet.

Es stelle in Fig. 252 der schraffierte Teil *PP* die Begrenzung der Photosphäre dar. Ausserhalb liegen die durchsichtigen Gasmassen, die ohne Schraffierung gezeichnet sind und die in merklicher Menge bis zum äusseren Kreisbogen *G G* vorkommen mögen.

Fig. 252.

Denken wir uns jetzt ein Bündel von parallelen Strahlen 1 bis 7, den Sonnenrand treffend. Der Strahl 1, welcher *G G* nur streift, wird nicht merklich abgelenkt. Der Strahl 2 dringt ein wenig in *G G* ein, er wird etwas abgelenkt, die Strahlen 3 und 4 noch mehr. Schliesslich kommt ein Grenzstrahl, der so stark abgelenkt wird, dass er die undurchsichtige Photosphäre trifft (Strahl 5—7).

Denken wir uns jetzt den Gang der Strahlen umgekehrt und Fernröhre mit ihren Achsen dem Strahlenbündel parallel in 1 bis 7 aufgestellt. Wenn keine Sonnenatmosphäre vorhanden wäre, würde erst das Fernrohr bei 7 Strahlen von der Photosphäre erhalten. Jetzt sieht man zufolge der Brechung in der Sonnenatmosphäre die Photosphäre *P P* schon im Fernrohr bei 5, oder richtiger in einem Fernrohr zwischen 4 und 5. Eine Folge der Strahlenbrechung ist demnach, dass die Photosphäre *P P* grösser erscheint, als sie in Wirklichkeit ist. Ein Strom von etwas dichterem oder weniger dichtem Gas in der Nähe von 5 *a* kann eine relativ starke Änderung im Verlaufe des Lichtstrahles 5 hervorrufen. Infolgedessen können plötzlich ganz neue Teile der Oberfläche des Sonnenkörpers zum Vorschein kommen. Schmidt, Wilczynsky, W. H. Julius und Andere wollen auf diese Weise die Protuberanzen mit ihren monströs grossen Bewegungen als eine Art Zerrbilder erklären. Da aber solche Protuberanzen gerade sehr häufig in den obersten dünnen Schichten der Sonnenatmosphäre ausserhalb 1 *b* vorkommen, hat diese Erklärungsweise wenig Anklang gefunden (vgl. S. 110).

In der Luft findet ausser der Lichtbrechung eine Farbenzerstreuung, Dispersion, statt. Es sei der Einfachheit halber AA_1 (Fig. 253) die obere Grenze des als überall gleich dicht angenommenen Luftmeeres, EE_1 die Erdoberfläche, so sieht ein Beobachter bei B ein violettes Bild des Sternes S in der Richtung BV, ein rotes in der Richtung BR. Das violette Licht wird von der Luft wie von den meisten Medien stärker gebrochen als das rote. Der Winkel VBR ist ein Maass der Grösse der Dispersion. Sie (Δ) beträgt nach Montigny bei der scheinbaren Zenithdistanz (φ):

$\varphi =$	50	70	80	90^0
$\Delta =$	1	2	5	29″.

Sie ist etwa 70 mal geringer als die atmosphärische Refraktion. Wie gering der Winkel VBR ist, erhellt daraus, dass die Strahlen VB und und RB erst in einer Entfernung von 460 m von B um 1 cm von einander liegen.

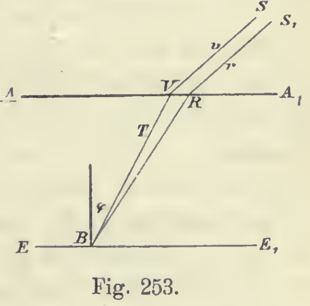


Fig. 253.

Das unbewaffnete Auge sieht deshalb die Sternbilder nie zu spektralfarbigen Linien ausgezogen; mit einem guten Fernrohr kann man aber diese Erscheinung wahrnehmen, wenn der beobachtete Stern sehr tief steht.

Das Funkeln und Zittern der Sterne. Wenn man einen Stern mit blossem Auge betrachtet, ist seine Lichtstärke häufig in kurzer Zeit stark veränderlich. Der Stern funkelt oder scintilliert. Das zeigt sich besonders dann, wenn nach trockenem Wetter Wasserdämpfe sich in der Luft ausbreiten, weshalb die Seeleute ein starkes Funkeln der Sterne als ein Vorzeichen von Niederschlag ansehen.

Während die nahe dem Zenith stehenden Sterne nur ihre Lichtstärke verändern, durchlaufen die niedriger stehenden, weniger als 45^0 vom Horizont entfernten Sterne gleichzeitig die ganze Farbenskala, und zwar fand Respighi, dass die Spektra östlicher, d. h. aufsteigender funkelnder Sterne Veränderungen der Lichtstärke erleiden, die vorwiegend vom violetten Ende des Spektrums zum roten Ende fortschreiten, während die Veränderungen der westlichen hinuntersinkenden Sterne von Rot sich meistens gegen Violett hinbewegen.

Wenn man einen Stern durch ein Fernrohr mit kleiner Objektivöffnung betrachtet, steht er nicht still, sondern oscilliert unruhig

hin und her. In Fernröhren mit grösseren Objektivöffnungen verschwindet, wie schon Newton bemerkte, diese eigentümliche Bewegung, welche auch mit blossem Auge bemerkt werden kann. Auch der Rand des Mondes oder der Sonne zittert, besonders wenn diese Himmelskörper nahe am Horizont stehen. (Vielleicht hat die Beobachtung dieser Erscheinung zu dem Volksglauben Anlass gegeben, dass die Sonne am Weihnachtstage „springt“ oder „tanzt“.) Die Planeten zeigen Spuren von Funkeln, besonders, wenn sie nahe am Horizont stehen; aber jedenfalls ist ihr Funkeln ausserordentlich viel schwächer als dasjenige der Fixsterne. Das Funkeln ist auch an kleinen Sonnenbildern, z. B. in einem entfernt stehenden Konvexspiegel sehr deutlich. Die Scintillation ist am Tag bedeutend stärker als in der Nacht, so dass dergleiche Beobachtungen eines entfernten Sonnenbildes von Exner zum Studium der Erscheinung empfohlen werden.

Das Funkeln der Sterne erhöht die Pracht des Sternhimmels sehr. Es ist in den Tropen viel schwächer als in mittleren Breiten.

Es ist viel über diese Erscheinung geschrieben worden und mehrere Theorieen darüber aufgestellt, z. B. von Arago und Montigny. Die einfache Erklärung von Karl Exner, wonach diese Erscheinung auf der Brechung des Lichtes beruht, hat aber die anderen verdrängt.

Die Luft ist nämlich nie vollkommen homogen. Wenn man einen Gegenstand durch die warme Luft, welche aus einem Schornstein oder an einer besonnten Wand aufsteigt, betrachtet, so scheint er heftig in den Luftschlieren zu zittern. Obgleich nun die nachts in der Luft vorkommenden Schlieren unvergleichlich viel schwächer sind, so vermögen sie doch wie Konvex- oder Konkav-Linsen zu wirken und ein von einem Stern stammendes Lichtbündel von parallelen Strahlen in ein schwach konvergentes oder divergentes Bündel zu verwandeln. Im ersteren Falle erscheint der Stern einem von dem Bündel getroffenen Auge heller, im zweiten Falle schwächer wie gewöhnlich (wenn das Licht parallel ist).

Solche Schlieren ziehen fortwährend durch die Luft. Dadurch erscheint der beobachtete Stern abwechselnd heller und dunkler, je nachdem die Schliere sammelnd oder zerstreuend wirkt. Exner hat die Breite dieser Schlieren gemessen. Wenn eine Schliere vor einem Teil des Objektives eines Fernrohrs liegt, so wird das Bild des Sternes im Fernrohr verschoben. Exner stellte einen langen Spalt vor das 12-zöllige Objektiv eines Fernrohrs, dessen Ocular ein wenig eingeschoben war, so dass ein spaltförmiges Bild des Sternes entstand. Dieses

Bild schlängelte sich in unregelmässigen Windungen. Hätte eine Schliere alle Teile beeinflusst, so würde der Spalt gerade geblieben und nur zur Seite verschoben worden sein. Aus der Länge der Windungen schätzte er den Abstand zwischen je zwei Schlieren zur Grössenordnung 10 cm.

Hieraus ist auch ersichtlich, warum das Bild eines Sternes in einem grossen Fernrohr nicht zittert. Vor dem Objektiv liegen nämlich eine grosse Anzahl von Schlieren, die in ungleichen Richtungen wirken. Das Bild des Sternes wird demnach ruhig bleiben, aber nicht ganz punktförmig, sondern mit zum Rande abnehmender Helligkeit erscheinen. In den tieferen Schichten der Luft sind die Schlieren am kräftigsten entwickelt, daher funkeln tiefstehende Sterne relativ stark. Aus demselben Grunde, der das Funkeln bei grossen Fernrohren vermindert, funkeln die Planeten nur sehr wenig und nur, wenn sie tief stehen. Die Strahlen von verschiedenen Teilen ihrer Scheiben liegen so weit auseinander, dass sie verschiedene Schlieren durchlaufen.

Nur die niedrig stehenden Sterne funkeln in Farben. Bei diesen sind nämlich die Wege der blauen und roten Strahlen so weit von einander getrennt, dass andere Schlieren auf die roten Strahlen wirken als auf die blauen.

Das Respighische Phänomen erklärt sich folgendermaassen. Nehmen wir an, es befinde sich eine Schliere in der Luft etwas höher (mehr nach links, z. B. bei T in Fig. 253) als der violette Strahl BV. S erhebt sich über den Horizont, der violette Strahl BV passiert dabei erst T, danach läuft BR durch T. Die Veränderung der Helligkeit verschiebt sich also in der von Respighi angegebenen Richtung. Die scheinbare Geschwindigkeit von BV in der Nähe von T erreicht in diesem Fall, wenn BT 1000 m beträgt und B am Äquator gelegen ist, für einen Stern in der Äquatorialebene etwa 7 cm pr. Sek., und ist übrigens der Entfernung BT proportional. Diese Geschwindigkeit addiert sich zu der Windgeschwindigkeit, welche bisweilen in entgegengesetzter Richtung wirkt. Deshalb gilt die von Respighi gefundene Regelmässigkeit nur in den meisten, aber nicht in allen Fällen.

Auch eine Einwirkung der Windrichtung auf die Scintillation der Sonne oder des Mondes hat Exner konstatiert. Wenn $abcda$ den Sonnenrand darstellt (Fig. 254) und der Wind nach X gerichtet ist, so scintilliert der Sonnenrand nicht bei d und b, dagegen stark bei a und c. Dies scheint darauf hinzudeuten, dass die Schlieren in der Windrichtung ausgezogen sind.

Bei Tag ist die Luft viel weniger gleichmässig als bei Nacht. Ferner ist die Luft in den Tropen viel gleichmässiger als in den gemässigten Zonen, woraus das schwächere Funkeln bei Nacht und in den Tropen erklärt wird.

Kimmung, Luftspiegelung. In den arktischen und nördlichen Meeren ist häufig, besonders in der Frühsommerzeit oder am Morgen, die Luft dicht über dem Wasser stark abgekühlt im Vergleich zu den höher liegenden Luftschichten. Das Licht geht dann in den höheren Luftschichten geschwinder als in den niedrigen dichteren. Infolgedessen beschreibt der von einem Gegenstande *a* (Fig. 255) ausgehende nahezu horizontale Lichtstrahl *ab* einen nach unten konkaven Bogen *abcdefg* (das Licht geht immer den zeitlich kürzesten Weg). Ein Beobachter in *g* sieht demnach den Gegenstand *a* nach *a'* gehoben. Die Lichtwellen verhalten sich in diesem Fall wie die Schallwellen bei Temperaturinversion (vgl. S. 848). Es kann soweit gehen, dass die Erdoberfläche dem Beobachter wie eine flache Schale erscheint, in deren Grunde er sich befindet, wie die Schmidtsche Sonnentheorie für die

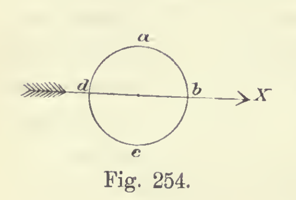


Fig. 254.

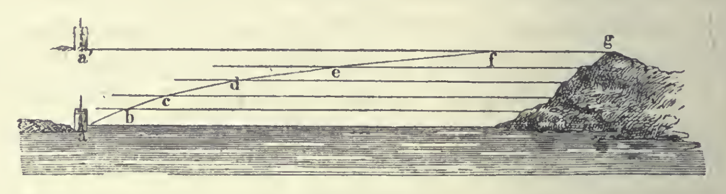


Fig. 255.

tieferen atmosphärischen Schichten auf Jupiter und der Sonne verlangt. Der Horizont scheint gehoben. Diese Erscheinung wird Kimmung genannt.

Hier spielt eine andere Erscheinung hinein, welche Budde untersucht hat. Die am Horizont gelegenen Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben und werden teilweise gespiegelt. Dies hängt von einer Reflexion an der Wasseroberfläche und nicht in der Luft ab. Wird eine Wasserfläche von kleinen Wellen getrübt, so reflektiert sie das helle Himmelslicht und sieht deshalb blank aus. Bei sehr flachen Wellen liegt die Entfernung, in welcher diese Erscheinung hervortritt, sehr weit weg und nahe am Horizont. In dieser Entfernung erscheinen die Wellen

alle als sehr klein und sind deshalb nicht einzeln sichtbar, sondern geben nur einen Totaleindruck. Sie wirken, wenn sie sehr flach sind, wie ein matter Spiegel. Ragt eine grosse Felsenmasse aus diesen Wogen heraus, so spiegelt sie sich in dem Auge näher gelegenen Wellen und man erhält einen Eindruck, welcher in der Fig. 256 dargestellt ist. Ohne



Fig. 256.

Kimmung ist der blanke Rand ganz schmal, ist dagegen der Horizont gehoben, so sieht man ein viel grösseres blankes Feld, welches der Kimmung das charakteristische giebt. Die untere Begrenzung des blanken Feldes ist viel schärfer markiert als die obere. Man glaubt deshalb, dass der Horizont (Grenzlinie zwischen Luft und Wasser) an dieser unteren Grenze und nicht an der oberen liegt und die entfernten Gegenstände scheinen in der Luft zu schweben.

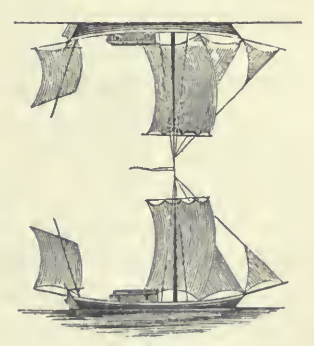


Fig. 257.

In solchen Fällen kann bisweilen die Grenze zwischen den oberen leichteren und den unteren dichteren Schichten so scharf sein, dass schräg einfallende Strahlen eine Spiegelung erleiden. Eine solche Erscheinung stellt Fig. 257 dar. Bisweilen können sogar doppelte Spiegelungen vorkommen. Derartige Spiegelungen sollen in arktischen Gegenden besonders häufig zu beobachten sein. Scoresby hat mehrere solche Beobachtungen im grönländischen Meer gemacht. Da der Blick bei der Beobachtung sehr entfernter irdischer Gegenstände einen langen Weg durch schlierige Luft in der Nähe der Erdoberfläche beschreibt, so

zeigen die Gegenstände bei der Kimmung und Luftspiegelung häufig eine Art Scintillation. Sie sind unruhig, zitternd und verzerrt, bisweilen in die Breite, bisweilen in die Höhe ausgezogen.

Diese Erscheinung hat in ihrer ausgeprägtesten Form den Namen Fata morgana erhalten. An den süditalienischen und sicilianischen Küsten, besonders an der Strasse von Messina, erscheinen nicht selten in der Luft in grosser Entfernung Gebäude, Strassen, Waldungen, Landschaften, deren Anblick unaufhörlich wechselt. Die Bevölkerung hat stets ein lebhaftes Interesse für diese feenhaften Erscheinungen gezeigt, welche deshalb auch weit bekannt sind. Ähnliches zeigt sich bisweilen auch in unseren Gegenden, besonders da, wo zwei Ufer durch eine nicht allzu schmale Wasserfläche getrennt sind, und bringt die Phantasie der Zuschauer in lebhafte Bewegung. Kimmungen sind im westlichen Teil der Ostsee recht gewöhnlich, auch am Genfer und Bodensee, sowie über dem schwedischen See Wettern, dessen kühles Wasser bekannt ist. Bisweilen können sie sich zu Lufspiegelungen entwickeln.

Gewissermaassen entgegengesetzter Art sind die Luftspiegelungen, welche in der Wüste und naheliegenden Ländern, wie z. B. Egypten und Abyssinien vorkommen, und deren Erklärung von Monge vor mehr als hundert Jahren gegeben wurde. In diesen Gegenden erhitzen sich bisweilen durch die heftige Sonnenstrahlung die Erdoberfläche und die ihr nächstliegenden Luftschichten ganz enorm. Entfernte Gegenstände wie Hügel, welche aus dieser heissen Luftschicht hinaufragen, werden einerseits direkt gesehen, andererseits sieht man ihr Spiegelbild an der Grenze der erwärmten Luftschicht (vgl. Fig. 258). Ebenso spiegelt sich der Himmel an derselben Schicht. Die Hügel am Horizont scheinen deshalb aus einem Meer emporzuragen, in dessen Oberfläche sie sich spiegeln, und der Unkundige glaubt an der nahen Küste Erholung von der Wüstenhitze finden zu können. Wenn er aber vorwärts eilt, weicht der See immer vor ihm zurück. Dieser Täuschung waren die Soldaten der napoleonischen Expedition in Egypten ausgesetzt, was Monge zum Aufsuchen einer Erklärung der Erscheinung (1798) veranlasste.

Mitunter kommt es vor, dass die spiegelnde Grenzfläche zwischen den beiden Luftschichten vertikal ist. Dann erhält man Bilder wie in einem gewöhnlichen, vertikal aufgehängten Spiegel. Ein solcher Fall wurde im September 1818 von Soret und Jurine beobachtet, wobei Schiffe auf dem Genfer See Spiegelbilder gaben, welche alle Bewegungen der Schiffe nachmachten, nur in entgegengesetzter Richtung.

Die Luft über dem Hauptteil des Sees war stark von der Sonne erwärmt, während das Ufer und die angrenzenden Gegenden des Sees im Schatten lagen und deshalb kälter geblieben waren. Die nächstliegenden Luftschichten nahmen die Temperatur des Wassers an, und eine scharfe vertikale Begrenzung zwischen warmen und kalten Luftmassen in der Nähe der Wasserfläche entstand.

Das Gleichgewicht der Luftmassen muss in solchen Fällen sehr unstabil sein und in der That sind sie äusserst selten beobachtet worden.

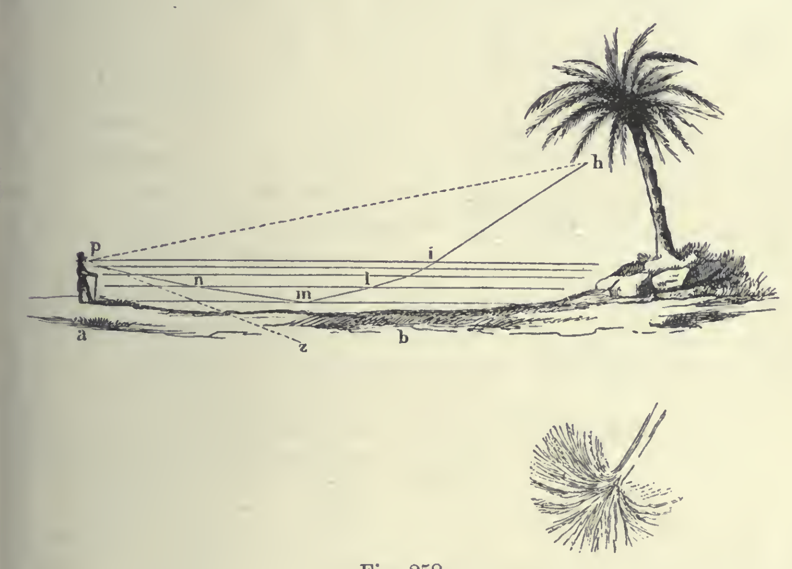


Fig. 258.

Der Regenbogen. Seit den ältesten Zeiten hat — wie z. B. die assyrischen Inschriften und der biblische Bericht von der Sintfluth zeigen — die prachtvolle Farbenerscheinung, welche Regenbogen genannt wird, die Aufmerksamkeit der Menschen angezogen. Eine physikalische Erklärung dieser Erscheinung wurde erst von De Dominis, Bischof von Spalatro gegeben, und durch Cartesius und Newton entwickelt, dessen Darstellung wir im Folgenden in der Hauptsache folgen.

Es sei in Fig. 259 SA ein Sonnenstrahl, welcher einen Regentropfen, dessen Mittelpunkt M ist, unter dem Einfallswinkel i trifft. Derselbe wird nach dem Eintritt in den Tropfen gebrochen, so dass er den Brechungswinkel $MAB = r$ bildet und verfolgt den Weg AB. In B wird er teilweise nach C reflektiert, wo er unter dem Einfallswinkel $MCB =$

$MBC = MBA = MAB = r$ ankommt, und unter dem Brechungswinkel i austritt.

Die totale Richtungsänderung X_1 des Strahles durch diese zwei Brechungen und einmalige Reflexion ist:

$$X_1 = BAN + (180^0 - ABC) + NCB$$

oder:

$$X_1 = i - r + 180 - 2r + i - r = 180 + 2i - 4r.$$

Wäre der Strahl nicht einmal, sondern m mal an der Oberfläche des Tropfens reflektiert, so erhielte man eine Ablenkung X_m, die gleich wäre:

$$X_m = 2(i - r) + m(180 - 2r) = m \cdot 180 + 2i - 2(m + 1)r.$$

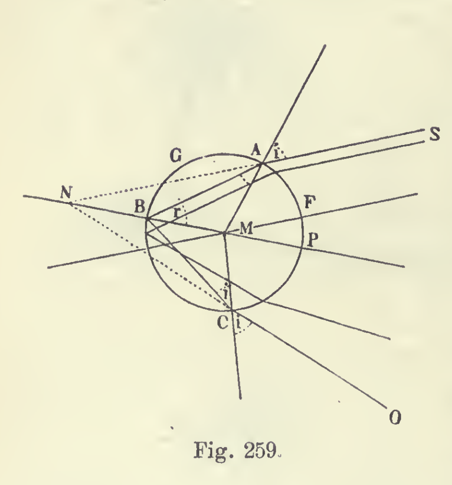


Fig. 259.

Wenn die Reflexion m mal vor sich geht, so entsteht dadurch ein sogenannter Regenbogen der m:ten Ordnung. Der Regenbogen erster Ordnung oder der sogenannte Hauptregenbogen möge zuerst untersucht werden.

Der Wert von X_1 ist für verschiedene Strahlen sehr verschieden und bei einem bestimmten Brechungsindex nur von dem Einfallswinkel i abhängig. Nehmen wir als Beispiel den Brechungsindex $n = 1{,}3300$, was dem Rot ($\lambda = 716\ \mu\mu$ bei $17^0{,}5$) entspricht, so erhalten wir folgende, einem bestimmten i-Wert entsprechende r- und X_1-Werte:

$i =$	$r =$	$X_1 =$
0^0	0^0	180^0
10	7 30′	170
20	14 54	160 24′
30	22 5	151 40
40	28 54	144 24
50	35 10	139 20
60	40 37	137 32
70	44 57	140 12
80	47 46	148 56
90	48 45	165

X_1 sinkt von 180° bei $i = 0$ auf ein Minimum 137° 30′ für $i = 59° 37'$ und steigt dann wieder, anfangs langsam, später geschwinder, auf nahezu den anfänglichen Betrag (165° bei $i = 90°$). Die von der Sonne einfallenden parallelen Strahlen divergieren demnach stark nach dem Austritt aus dem Tropfen. Jedoch ist die Divergenz bei verschiedenen Einfallswinkeln sehr verschieden und Strahlen, welche einen Einfallswinkel von nahezu 59° 37′ besitzen, werden sehr nahe parallel austreten und zwar unter einer Abweichung 137° 30′. Wenn man also eine Himmelsgegend betrachtet, die etwa 137° von der Sonne entfernt ist, d. h. etwa 43° von der Verbindungslinie Sonne—Auge auf der entgegengesetzten Seite wie die Sonne liegt, so wird man ein starkes Maximum von rotem Licht im Winkel 137° 30′ bezw. 42° 30′ bemerken. Nach aussen ist die Grenze ganz scharf, da keine Strahlen unter einem grösseren Winkel als 42° 30′ das Auge erreichen. Folglich wird man einen roten Lichtkreis auf der von der Sonne abgewandten Seite sehen, dessen Durchmesser 42° 30′ beträgt. Da rotes Licht unter kleineren Winkeln als 42° 30′ sichtbar ist, so hat dieser Ring nach Innen keine scharfe Begrenzung, obgleich die Lichtstärke dahin schnell abnimmt.

Dass bei diesem Winkel das Minimum der Ablenkung liegt, ersehen wir leicht durch eine Differentiation des X_1-Wertes, welche giebt:

$$d X_1 = 2\, di - 4\, dr = 0 \text{ (beim Minimum).}$$

Nun ist:

$$\sin i = n \sin r,$$

wo $n = 1{,}33$. Daraus folgt:

$$\cos i\, di = n \cos r\, dr.$$

Verglichen mit dem vorletzten Ausdruck giebt dieser:

$$\frac{di}{dr} = 2 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

oder nach Quadrierung:

$$\frac{4}{n^2} = \frac{\cos^2 r}{\cos^2 i} = \frac{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}}{1 - \sin^2 i}$$

oder gelöst in Bezug auf sin i:

$$\sin i = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}},$$

woraus für $n = 1{,}33$, $\sin i = 0{,}8626$, $i = 59° 37'$ $r = 40° 26'$ $X_1 = 137° 30'$.

Dies gilt nun für die Strahlen im äussersten Rot ($\lambda = 716\ \mu\mu$). In ähnlicher Weise findet man für die Strahlen im äussersten Violett ($\lambda =$ 404 $\mu\mu$, $n = 1{,}343$) den Winkel des Lichtmaximums bei $i = 58^0\,50'$, $r = 39^0\,35'$, $X_1 = 139^0\,20'$ (bezw. $40^0\,40'$).

Wenn demnach die Sonne keine merkliche Winkelausdehnung besässe, sondern wie ein Stern als punktförmig angesehen werden könnte, so würde der Regenbogen aus einem kreisförmigen, aussen roten, innen violetten Rand von $42^0\,30' - 40^0\,40' = 1^0\,50'$ Breite bestehen, dessen äusserer Durchmesser 85^0 betragen würde. Nun hat die Sonne selbst eine Ausdehnung von $32'$; infolgedessen sind die Spektralfarben des Regenbogens nicht rein, sondern mischfarben, ausgenommen an dem roten Rand; der violette Rand ist stark mit weiss gemischt (vgl. oben S. 837). Die Breite des Bogens erscheint dadurch etwas grösser, nämlich gleich $2^0\,22'$.

Ausser dem Hauptregenbogen beobachtet man häufig den Regenbogen zweiter Ordnung, welcher als ein äusserer Bogen, dessen Farben in umgekehrter Richtung des Hauptregenbogens liegen, diesen umgiebt. Für diesen finden wir:

$$X_2 = 2 \cdot 180 + 2i - 2\,(2 + 1)\,r = 360^0 + 2i - 6r.$$

In diesem Fall beobachtet man eine Minimiablenkung, indem für

$i = 40^0$	$r = 28^0 54'$	$(2i - 6r) = -93^0 24'$
60^0	40 37	-123 42
70^0	44 57	-129 42
80^0	47 46	-126 36.

Diese Ziffern gelten für Rot ($n = 1{,}33$). Den roten Teil des Regenbogens zweiter Ordnung würde man demnach bei etwa $50^0\,18'$ von der Sichtlinie zur Sonne auf derselben Seite wie den ersten Regenbogen sehen, einem i-Werte von etwa 70^0 entsprechend.

Zur genaueren Bestimmung des betreffenden i-Wertes erhalten wir in derselben Weise wie oben:

$$\frac{di}{dr} = m + 1 = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

$$\sin i = \sqrt{\frac{(m+1)^2 - n^2}{(m+1)^2 - 1}}$$

Für $m = 2$, und $n = 1{,}33$ wird:

$$\sin i = \sqrt{\frac{9 - 1{,}769}{8}} = 0{,}9507,\ i = +71^0 56',\ r = 45^0 38',\ X_2 = -129^0 56'.$$

Für $n = 1{,}343$, d. h. äusserstes Violett erhält man:

$$\sin i = 0{,}9484,\ i = 71^0\,31',\ r = 44^0\,55',\ X_2 = -126^0\,28'.$$

Man sieht demnach das Rot unter einem Winkel von $50^0\,4'$, das Violett unter einem Winkel von $53^0\,32'$ im Regenbogen zweiter Ordnung. Derselbe erscheint folglich als ein aussen violettes, innen rotes, kreisförmiges Band von $3^0\,28'$ Breite, zu denen noch $32'$ wegen der Ausdehnung der Sonne kommen. Nur der innere rote Saum hat reine Farbe.

Zwischen dem ersten und zweiten Regenbogen liegt eine Zone von etwa 7 Graden, wohin keine in den Regentropfen gebrochene Lichtstrahlen gelangen. $42^0\,30'$ ist nämlich ein Maximalwinkel, für die Lichtstrahlen des ersten Regenbogens $50^0\,4'$ ein Minimalwinkel für das Licht des zweiten Regenbogens. Das Gebiet zwischen den beiden Regenbogen erscheint demnach wie ein 7^0 breiter dunkler Kreis. Dagegen ist der Himmel nahe dem inneren Rande des ersten (inneren) und dem äusseren Rande des zweiten (äusseren) Regenbogens ziemlich hell. Der zweite Regenbogen ist viel matter als der erste. Dies rührt von mehreren Umständen her, wovon der hauptsächlichste ist, dass beim zweiten Regenbogen eine zweimalige Reflexion stattfindet, wobei grosse Lichtmengen verloren gehen.

Es ist nämlich die Intensität (R) des reflektierten Lichtes, wenn als Einheit die Stärke des einfallenden Lichtes genommen wird:

$$R_1 = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} \text{ bezw. } R_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}.$$

Die gebrochene Lichtmenge wird durch:

$$B_1 = 1 - R_1;\ B_2 = 1 - R_2$$

dargestellt.

Die mit 1 indizierten Ausdrücke gelten für Licht, das in der Einfallsebene, die mit 2 indizierten dagegen für Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Natürliches Licht kann als zur Hälfte aus jeder dieser Gattungen bestehend betrachtet werden. Da R_1 immer grösser ist als R_2, so wird einfach reflektiertes Licht hauptsächlich in der Einfallsebene polarisiert sein. Dasselbe gilt für das Licht des Regenbogens, wie die unten stehenden Ausdrücke zeigen. Biot zeigte auch, dass das Licht der beiden Regenbogen in einer Ebene teilweise polarisiert ist, die durch das Auge, Beobachtungspunkt und Sonne

geht, also in der Einfallsebene. Gebrochenes Licht ist dagegen senkrecht zu dieser Ebene teilweise polarisiert ($B_2 > B_1$)

Führen wir die Rechnung mit folgenden Daten aus:

für den ersten Regenbogen (1) $i = 59^0\,13'$; $r = 40^0$
„ „ zweiten „ (2) $i = 71^0\,43'$; $r = 45^0\,46'$

und bemerken, dass das nicht reflektierte Licht gebrochen wird, so erhalten wir folgende Lichtstärken (L_1 und L_2) im Regenbogen (1) und (2):

$$L_1 = \tfrac{1}{2}\left\{\begin{matrix}(0{,}8888)^2\,(0{,}1112) + \\ (0{,}9968)^2\,(0{,}0032)\end{matrix}\right\} = 0{,}0443 + 0{,}0016 = 0{,}0459$$

$$L_2 = \tfrac{1}{2}\left\{\begin{matrix}(0{,}7545)^2\,(0{,}2455)^2 + \\ (0{,}9359)^2\,(0{,}0641)^2\end{matrix}\right\} = 0{,}0171 + 0{,}0018 = 0{,}0189$$

Der erste Teil in den letzten beiden Ausdrücken repräsentiert das in der Einfallsebene polarisierte Licht. Er ist 27,6 bezw. 9,5 mal grösser als der zweite Teil, welcher das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht darstellt. Hieraus ist ersichtlich, dass das Regenbogenlicht nahezu vollkommen in der Einfallsebene polarisiert ist. Biot glaubte eine vollkommene Polarisation beobachtet zu haben. Ausserdem verhält sich die Lichtmenge, welche einen Einfallswinkel von 71⁰—72⁰ zu derjenigen, welche einen Einfallswinkel von 59⁰—60⁰ besitzt, wie 1 : 1,48. Das Regenbogenlicht verteilt sich ferner im zweiten Regenbogen auf eine zweimal grössere Breite und 1,2 mal grössere Länge. Als Schlussergebnis erhalten wir, dass die Lichtstärke des ersten Regenbogens zu derjenigen des zweiten sich verhält wie 8,6 : 1.

Noch schwächer werden die Regenbogen höherer Ordnung. Von diesen fallen ausserdem der dritte und der vierte auf dieselbe Seite wie die Sonne, wo das diffuse Tageslicht so hell ist, dass die Regenbogen darin verschwinden. Der fünfte Regenbogen fällt wiederum wie der erste und zweite auf die von der Sonne gewendete Seite des Himmelsgewölbes, seine Stärke ist aber äusserst gering. Babinet hat jedoch diesen und andere Regenbogen noch höherer Ordnung (bis zur vierzehnten) beobachtet. Er liess dabei ein Bündel Sonnenlicht durch ein kreisförmiges Loch eines Fensterladens auf eine Glaskugel fallen.

Da die ersten beiden Regenbogen einen Winkel von 41⁰ bezw. 52⁰ mit der Verbindungslinie Auge—Sonne bilden, so sind sie nicht sichtbar, wenn die Sonne mehr als 41⁰ bezw. 52⁰ über dem Horizont steht. Der Regenbogen ist deshalb am Äquator zwischen 9^h V. M. und 3^h N. M.

nicht sichtbar. Auch bei uns kommt er meist in den Morgen- und Abend-Stunden vor. Je niedriger die Sonne steht, desto grösser ist das vom Regenbogen eingenommene Bogenstück, vorausgesetzt, dass Regentropfen in allen Richtungen vorhanden sind. Beim Sonnenauf- oder Untergang erscheint er für einen Beobachter mit freiem Horizont wie ein Halbkreis. Beobachter auf Schiffsmasten, Türmen, Bergen oder anderen isolierten, hoch gelegenen Plätzen können grössere Bogenstücke sehen, bisweilen den ganzen Kreis. Dasselbe gilt, wenn die wirksamen Wassertröpfchen sich ganz nahe vor dem Beobachter befinden wie bei Springbrunnen, Wasserfällen u. s. w.

Regenbogen können sich im Wasser spiegeln oder von dem Spiegelbild der Sonne herrühren. Auch die Mondstrahlen können Regenbogen hervorrufen. Die Farben derselben sind sehr schwach, der rote Saum ist häufig noch gerade sichtbar, sie geben daher nahezu einen weissen Lichteindruck.

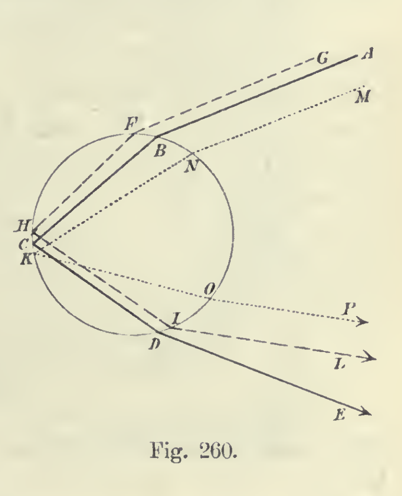


Fig. 260.

An der violetten Seite der beiden ersten Regenbogen, besonders im obersten Teile des ersten Regenbogens, sieht man häufig eine Anzahl sogenannter sekundärer Bogen, welche dem Hauptbogen konzentrisch verlaufen. Sie liegen ganz nahe am Hauptbogen und bestehen aus schmalen grünlich, bläulich oder rötlich gefärbten helleren oder dunkleren Bogenstücken.

Die Erklärung dieser Erscheinung wurde von Young gegeben. Es sei in Fig. 260 $ABCDE$ der Strahl, welcher den grössten Ablenkungswinkel besitzt (für rotes Licht $42^0 30'$). Auf beiden Seiten von B fallen Strahlen bei F und N ein, welche weniger abgelenkt werden als der Strahl AB. Von diesen sind es zwei, sagen wir GF und MN, welche gleich stark abgelenkt werden und deshalb parallel (IL und OP) ausgehen und vom Auge des Beobachters zusammengebrochen werden.

Zwischen diesen beiden Strahlen herrscht ein bestimmter Gangunterschied, welcher eine gerade oder ungerade Zahl von halben Wellenlängen erreichen kann. In diesem Fall verschwindet die Lichtwirkung, in jenem wird sie verdoppelt. Das Licht, welches unter einem kleineren Winkel als DE das Auge trifft, d. h. unter dem Hauptregenbogen liegt,

wird deshalb ganz nahe am Regenbogen, wo der Gangunterschied Null ist, verstärkt erscheinen, etwas tiefer wird der Gangunterschied eine halbe Wellenlänge ausmachen, es wird ein dunkler Bogen erscheinen. Noch etwas tiefer tritt wieder Verstärkung und dann wieder Verdunkelung ein. Konzentrisch innerhalb des Hauptbogens liegen deshalb abwechselnd helle und dunkle Bogen.

Der Gangunterschied beruht auf dem Wegunterschied der beiden interferierenden Strahlen im Wassertropfen. Je grösser der Tropfen ist, um so grösser wird auch der Gangunterschied bei gleichen Einfallswinkeln von GF und MN. Hieraus folgt, dass bei grossen Tropfen die sekundären Bogen dichter aneinander liegen müssen wie bei kleinen Tropfen, was von der Erfahrung bestätigt wird.

Da das Licht der Sonne nicht einfarbig ist und die Sonne eine Flächenausdehnung besitzt, sind die dunklen und hellen Bänder aus Mischfarben zusammengesetzt und unscharf. Die roten, grünen und blauen Farbennuancen machen sich in diesem Farbenspiel am meisten geltend. In einiger Entfernung von dem Hauptregenbogen werden die Farben zu verwaschen, als dass eine scharfe Wahrnehmung der sekundären Bogen möglich wäre. Diese Bogen sind am schärfsten unter dem höchsten Punkte des Hauptregenbogens entwickelt. Bisweilen werden sie auch ausserhalb des zweiten Regenbogens, besonders am Scheitelpunkt desselben, wahrgenommen.

Airy, welcher diese Erscheinung genau analysiert hat, betrachtet sie als eine Art Diffraktionserscheinung. Es ist ihm gelungen, auf diese Weise eine ausreichende Darstellung derselben zu geben, auf welche hier nicht näher eingegangen werden kann.

Ebensowenig wie die sekundären Regenbogen kann der „weisse Regenbogen", welcher bisweilen beobachtet worden ist, aus der Cartesiusschen Regenbogentheorie erklärt werden. Dagegen erweist er sich, wie Pernter gezeigt hat, als eine direkte Folgerung der Airyschen Theorie, und wird von ihm als ihr bester Beweis angesehen.

Der weisse Regenbogen hat aussen einen gelblichen oder orangefarbenen Saum, innen einen bläulichen, besteht aber sonst aus einem weissen Band. Sein Halbmesser ist viel geringer als derjenige des ersten Regenbogens. Er wurde z. B. von der schwedischen Expedition nach Spitzbergen 1882—83 bei mehreren Gelegenheiten beobachtet und einmal wurde der Halbmesser gemessen: Es erschienen drei Bogen innerhalb einander. Der äusserste erstreckte sich von 41° 4′ bis 37° 19′,

der zweite mit dem ersten gleichzeitige von $35^{0}\,24'$ bis $33^{0}\,34'$, der innere, der erst später erschien, von $32^{0}\,55'$ bis $31^{0}\,25'$.

Bei einer Beobachtung von Mc. Connel auf Ben Nevis erschienen zwei weisse Regenbogen, deren Halbmesser $41^{0}\,22' - 36^{0}\,36$ und $34^{0}\,40 - 32^{0}\,20'$ waren. Weiter hat Riggenbach im Nov. 1897 einen solchen Regenbogen gesehen, dessen Halbmesser $42^{0} - 34^{0}$ betrug.

Pernter hat gezeigt, dass solche Regenbogen auftreten müssen, wenn die Wassertröpfchen einen Halbmesser von weniger als 0,025 mm



Fig. 261.

besitzen. Er hat solche Regenbogen auch künstlich mit Hilfe von Zerstäubern dargestellt. Sie kommen nie bei Regen, sondern nur bei Nebel vor, und sind häufig von Glorienerscheinungen begleitet. Aus den Dimensionen der Regenbogen berechnete Pernter den Halbmesser der Tröpfchen in den beiden erstgenannten Fällen zu 25 bezw. 20,7 μ. Für den letzten Fall berechnete Riggenbach die entsprechende Grösse zu 14 μ ($1\,\mu = 0{,}001$ mm).

Ringe und Kreuze um Sonne und Mond. Man bemerkt bisweilen und speziell in kälteren Gegenden oder Jahreszeiten, regelmässige helle gerade oder kreisförmige Linien um die beiden am meisten leuchtenden Himmelskörper (Fig. 261). Die gewöhnlichste Erscheinung

dieser Art hat die Form eines Kreises, mit einem Halbmesser von etwa 22°. Derselbe ist innen rot, aussen bläulich gefärbt und ist häufig von einem horizontalen und einem vertikalen Durchmesser durchquert. Etwa doppelt so weit von dem Himmelskörper erscheint bisweilen ein zweiter heller Kreis von derselben Färbung wie der erste. Wo die Durchmesser die beiden Kreise schneiden, ist die Lichtstärke grösser, diese Stellen werden Nebensonnen bezw. Nebenmonde genannt. Auf dem gerade der Sonne gegenüber liegenden Punkte des horizontalen Durchmessers sieht man bisweilen eine helle Stelle, die sogenannte Gegensonne. (Dagegen giebt es keine Angabe über eine Beobachtung des Gegenmondes.) Über oder unter den beiden Kreisen sieht man bisweilen Kreisbogen, die die Kreise berühren und im Gegensatz zu diesen ihre Konkavität von der Sonne (Mond) abwenden.

Diese Lichterscheinungen sind meistens nur zum Teil entwickelt. Die gewöhnlichsten sind die Nebensonnen auf dem horizontalen Durchmesser. Einige Fälle von reicher Entfaltung der Erscheinung sind aufgezeichnet. So z. B. sah Hevelius im Jahre 1661 sechs Nebensonnen. Beim sogenannten Petersburger Phänomen, 29. Juni 1790, beobachtete man die zwei Kreise, vier Kreisbogen und sechs Nebensonnen. Die Ringe werden häufig mit einem von Aristoteles stammenden Namen als Haloen bezeichnet. Diese Erscheinung ist nicht so selten, wie man glauben möchte. So beobachtete Overhoff in Harlem im Jahre 1896 100 mal Haloen und 14 mal Nebensonnen (vergleiche übrigens die unten gegebene Statistik für Upsala).

Die theoretische Erklärung dieser Erscheinung ist sehr einfach, sie wurde von Mariotte und Fraunhofer gegeben und besonders durch Bravais und Galle vervollkommnet. In der kühlen Luft schweben Eiskryställchen, welche dem hexagonalen System angehören und die nebengezeichnete Form (Fig. 262) einer regelmässig sechseckigen Säule mit gegen die Seiten senkrechten Basisflächen besitzen. Diese Prismen sind doppelbrechend, aber so wenig, dass man mit einem mittleren Brechungsindex von 1,307 für Rot und 1,317 für Violett rechnen kann. Ein Lichtstrahl, welcher durch das Prisma so geht, dass er die Seiten 1 und 3 passiert, die einen brechenden Winkel von 60° bilden, erhält eine Deviation von etwa 21° 36′ (für Rot) bezw. 22° 22′ (für Violett), welche Ziffern die Minimideviation angeben. Eine Ablenkung, welche dieser Ziffer entspricht, kommt den unvergleichlich meisten Strahlen zu.

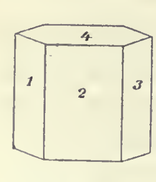


Fig. 262.

Wenn nun solche Säulen regelmässig in der Luft verteilt sind, wird nan infolgedessen einen innen roten, aussen violetten Ring um die Sonne oder den Mond sehen von etwa 22° Halbmesser.

In derselben Weise erklärt man den hellen Ring vom Halbnesser 45° 10′ (für den roten) und 47° 18′ (für den violetten Teil) als lurch Brechung eines Strahles, der durch die Basisfläche 4 und eine Säulenseite (brechender Winkel 90°) geht, entstanden. Dieser Ring ist gewöhnlich schwächer als der innere, teils wegen seiner grösseren Ausdehnung, teils weil das Licht bei der Brechung durch ein 90 gradiges Prisma stärker reflektiert wird wie bei der Brechung durch ein 60 gradiges. Teils sind wohl auch die brechenden Kanten von 90° weniger vertreten als diejenigen von 60°.

Das Licht der Sonnenringe ist als gebrochen partiell senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Eine nähere Berechnung zeigt, dass diese partielle Polarisation nicht sehr bedeutend ist. Die beiden Durchmesser er Ringe rühren aber, wie unten gezeigt wird, von Spiegelung her und hr Licht ist folglich wie beim Regenbogen in der Einfallsebene polarisiert.

Natürlich sind in diesem Falle ebenso wie beim Regenbogen die Farben nicht rein, weil die Sonne und der Mond eine Ausdehnung von 32′ besitzen.

Die Eiskryställchen sind meistens entweder als Nadeln ausgebildet, so also das Prisma sehr nach der Längsrichtung entwickelt ist, oder ie sind tafelförmig, in welchem Fall die Basisflächen vorwiegen und ie Prismenseiten sehr kurz sind. Die Nadeln scheinen gegenüber den Tafeln vorzuwiegen.

Die Krystalle streben so zu fallen, dass sie dem geringsten Luftwiderstand begegnen, dies geschieht, wenn die Achsen der Nadeln und ie Basisflächen der Tafeln vertikal, die Basisflächen der Nadeln dagegen orizontal sind. So entsteht ein starkes Übergewicht der vertikalen, in weniger ausgeprägtes der horizontalen Flächen über anders gechtete. Die vertikalen Flächen erzeugen Spiegelbilder, die in einem orizontalen Ring verteilt sind. Wie leicht einzusehen, müssen daher n den beiden Haloen die Schnittpunkte mit dem horizontalen Durchnesser am stärksten entwickelt sein. Infolgedessen treten die vier Nebensonnen auf, von welchen die inneren gewöhnlich die kräftigsten nd, wie überhaupt der innere Ring stärker als der äussere entwickelt ist.

Die horizontalen Flächen erzeugen den vertikalen Durchmesser, wodurch auch die zwei äusseren in vertikaler Richtung gelegenen Neben-

sonnen entstehen. Die zwei inneren Nebensonnen auf dem vertikalen Durchmesser rühren von Tafeln mit vertikalen Endflächen her.

Die tangentiellen Bogenstücke, welche durch die vier vertikalen Nebensonnen gehen, rühren von schräg einfallenden Strahlen her, bei welchen die durch den einfallenden und gebrochenen Strahl gehende Fläche nicht auf einer Kante des Krystalles senkrecht steht. Der brechende Winkel des Prismas wird dann grösser als 60° bezw. 90° und die entsprechenden Bogen liegen deshalb weiter als die Ringe entfernt.

Der vertikale Durchmesser ist häufig nach Sonnenuntergang sehr schön als eine rötliche Säule entwickelt. Sein Glanz ist trotz des noch hellen Sonnenlichtes sehr auffallend; in diesem Fall ist der horizontale Durchmesser natürlich nicht sichtbar.

Die Ringe treten besonders häufig in anticyklonalen Gebieten auf, wo auch die Cirruswolken am gewöhnlichsten sind. Der doppelte Sonnenring ist im Polarwinter der normale Begleiter der Sonne. Die Lichtsäule soll auch mehrmals bei Feuerbrünsten gesehen worden sein.

Hellmann hat das in Upsala während der Jahre 1866—1872 gesammelte Material betreffs Halo-Erscheinungen bearbeitet Sie werden etwa fünf mal so oft um die Sonne als um den Mond beobachtet. Ihre Häufigkeit, nach der Anzahl Beobachtungen angegeben, in den sieben Jahren (2557 Tage) war folgende:

Sonnenringe von 22° Halbmesser	479
Nebensonnen	163
Mondringe von 22° Halbmesser	123
Vertikale Säulen durch die Sonne	74
Obere Berührungsbogen des Sonnenringes von 22°	71
Sonnenringe von 46° Halbmesser	22
Nebenmonde	22
Obere Berührnngsbogen des Sonnenringes von 46°	21
Vertikale Säulen durch den Mond	21

Mondringe von 46° Halbmesser und obere Berührungsbögen an Mondringen von 22 bezw. 46° Halbmesser kamen nur einmal alle 3 bis 7 Jahre vor.

Die von der Sonne herrührenden Haloen sind zu Upsala am häufigsten in April bis Juni, am seltensten im Dezember und Januar, die von dem Mond verursachten sind am seltensten zur Zeit des höchsten Sonnenstandes und am häufigsten im Winterhalbjahr.

Die Periode wird durch zwei Umstände bewirkt, die Häufigkeit der Eiskrystalle in der Luft, und die Länge der Tageszeit, in welcher der betreffende Himmelskörper über dem Horizont steht. Dieser letztere Umstand bewirkt die Zunahme der Sonnenhaloen (aber nicht der Mond-haloen) vom Dezember bis zum Mai. Bewölkung, Niederschläge u. s. w. üben einen störenden Einfluss auf die Beobachtungen aus.

Cornu hat diese Lichterscheinung künstlich nachgemacht, indem er Kryställchen von Alaun in einer Flüssigkeit von ungefähr demselben spezifischen Gewicht schweben liess. Die dabei beobachteten Ringe hatten Halbmesser von 46 bezw. 22⁰.

Höfe. Wenn man eine kleine Kerzen- oder Gasflamme durch eine Glasscheibe betrachtet, auf welcher kleine Stäubchen (z. B. Bärlapp-samen) oder Tröpfchen (z. B. durch Kondensation entstanden, wie beim Anhauchen eines Glases oder an Fensterscheiben im Winter) liegen, so sieht man die Flamme von farbigen Ringen umgeben. Diese Ringe rühren, wie Fraunhofer zuerst nachwies, von der Beugung des Lichtes her. Ist die Lichtquelle punktförmig, so sind die Ringe kreisförmig und ihr Durchmesser ist dem Durchmesser der Körperchen umgekehrt proportional. Bei homogenem Licht sind die Ringe abwechselnd hell und dunkel, bei weissem Licht haben sie Farben ungefähr wie die Newtonschen Farbenringe.

Die Luft enthält häufig kleine Nebeltröpfchen, die eine ähnliche Wirkung ausüben. Der Mond erscheint durch eine Sammlung solcher Tröpfchen, z. B. durch eine dünne Wolke gesehen, mit einem oder mehreren farbigen Ringen umgeben, welche Erscheinung den Namen Mondhof erhalten hat. Die Farbe des Hofes ist zunächst dem Mond weiss, danach blaugrau, dunkel, weiter hinaus rot und dann gelb. In den äusseren Teilen wechseln grünliche und rötliche Farbenringe ab. Um die Sonne sieht man selten solche Höfe, weil die grosse Lichtstärke dieses Himmelskörpers das Auge blendet. Durch Zwischenschaltung eines schwarzen Glases in den Weg der Sonnenstrahlen kann man den Sonnenhof sichtbar machen. Ebenso kann man häufig den Sonnenhof beobachten, wenn man das Sonnenbild in einer ruhigen Wasserfläche betrachtet.

Aus der Grösse der Ringe kann man auch in diesem Fall die Grösse der Nebeltröpfchen berechnen. So z. B. entspricht bei rotem Licht ein Halbmesser des ersten hellen Ringes von 2^0 einem Durchmesser von 0,018 mm.

Da der Durchmesser eines Hofes von der Grösse der Tröpfchen ab-

hängt, so ist es selbstverständlich, dass der Hof mit um so reineren Farben erscheinen muss, je gleichmässiger die Grösse der Tröpfchen ist.

Höfe können auch um andere helle Himmelskörper, wie z. B. die Venus, sichtbar werden.

Während die Ringe von Eiskrystallen herrühren und deshalb besonders häufig vorkommen, wenn der Himmel von einem dünnen Cirrus-Schleier bedeckt ist, welcher aus Eisnadeln besteht, sind die Höfe bei niedriger liegenden Wolken und Nebel zu beobachten.

Glorie, Brockengespenst. Wenn man an einer Wasserfläche so steht, dass der Schatten des Kopfes auf die Wasserfläche fällt, so sieht man diesen Schatten von einer Art Strahlung umgeben, welche den Namen Glorie erhalten hat. Die Sonnenstrahlen streifen den Kopf und gehen in das Wasser hinein, wo sie kleine Partikelchen beleuchten und nach verschiedenen Richtungen zurückgeworfen werden. In den meisten Richtungen treffen sie andere Partikelchen und werden wieder reflektiert. Diejenigen Strahlen aber, die auf demselben Wege, den sie gekommen sind, zurückgeworfen werden, finden die Bahn frei und treffen das Auge, da die Dimensionen des Kopfes relativ zu dem vom Licht durchlaufenen Wege als gering zu betrachten sind. Daher erscheint die nächste Umgebung des Kopfschattens stärker beleuchtet als die übrige Fläche.

Dabei sieht der Lichtschein wie ein geradliniges Bündel aus, aus denselben Gründen, wie dies für Sonnenstrahlen in stauberfüllter Luft der Fall ist. Im Wasser giebt es nämlich grössere schattenwerfende Körper, welche den Strahlen cylindrische Begrenzungsflächen erteilen. Der Schatten des Kopfes ist deshalb von einer grossen Menge kurzer radieller Strahlen umgeben.

Eine ähnliche Erscheinung bietet eine stark beleuchtete rauhe Wand dar. Das einfachste Beispiel dafür ist der Mond, dessen Leuchtkraft von Zöllner untersucht wurde. Wenn der Mond eine glatte, diffus reflektierende Fläche wäre, so würde die Stärke des Mondlichtes bei Vollmond (180° in Fig. 263) ein äusserst flaches Maximum zeigen, das ganz allmählich, wie bei einer Sinuskurve, abfallen würde. Anstatt dessen ist das Maximum, wie Zöllner fand, sehr scharf und die Lichtstärke fällt schnell bei abnehmender Grösse des sichtbaren Teiles ungefähr wie die Kurve (Fig. 263) zeigt. Die Ursache davon ist die Steilheit der Bergwände auf dem Mond. Eine beleuchtete Fläche mit noch steileren Erhebungen würde eine Kurve mit noch spitzerem Maximum geben. Ähnlich wie der Mond scheint nach neuerdings ausgeführten Messungen von Jost der Merkur sich zu verhalten.

Denken wir uns eine rauhe Oberfläche von grosser Ausdehnung, welche von der Sonne beleuchtet ist, so wird sie in dem Punkt, der in der Verlängerung der Linie Sonne—Auge liegt, am stärksten beleuchtet erscheinen und von dort ringsum die Beleuchtung abnehmen. Ist die Rauhheit noch viel grösser wie diejenige des Mondes, so erscheint die Wand als eine matte spiegelnde Fläche, ungefähr wie ein angelaufener Spiegel. Um den Schatten des Beobachters liegt eine strahlende Glorie.

Eine solche Glorie von bedeutender Lichtstärke sieht man um den Schatten seines Kopfes, wenn die Sonne eine vor dem Beobachter gelegene stark betaute Wiese bescheint. Eine grosse Menge stark leuchtender Sonnenbilder in den Tautropfen setzen sie zusammen.

Die Sonnenbilder weiter seitwärts werden dem Auge zum grössten Teil von den Grasblättern verdeckt.

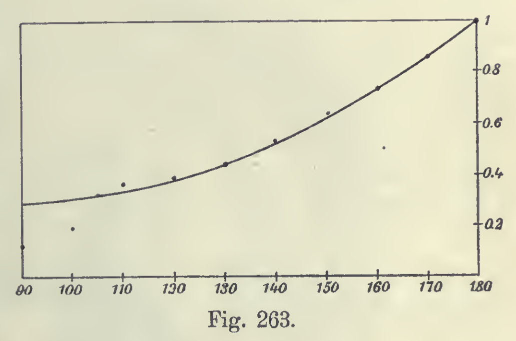


Fig. 263.

Die Glorienerscheinung kann sich auch zeigen, ohne dass die Wiese betaut ist. Ein ganz trockenes Stoppelfeld giebt sie auch, obgleich bei weitem nicht so glänzend wie ein bethautes, weil von den trockenen Strohhälmchen viel weniger Licht reflektiert wird wie von den Tautropfen. Die richtige Erklärung der Glorie gab v. Winterfeld vor etwa 100 Jahren.

Natürlich brauchen die lichtreflektierenden Teile nicht lang gezogen zu sein wie das Gras einer Wiese, sondern kleine Kügelchen können dieselbe Wirkung ausüben. Wenn ein Beobachter zwischen einer Nebelwand und der Sonne steht, was in den Bergen recht häufig eintrifft, sieht er daher um den Schatten seines Kopfes eine Glorie. Diese kann von einem Hofe von mehreren farbigen Ringen umgeben sein, wenn die Tröpfchen die richtige Grösse haben. Das reflektierte Licht besteht nämlich wegen der Schattenwirkung aus nahezu parallelen Lichtbündeln. Diese prachtvolle Erscheinung, die meistens von einem weissen Regenbogen umgeben ist, wird Ulloas-Zirkel genannt, weil der spanische Gelehrte Ulloa bei Bergbesteigungen in den Anden, mit Bouguer zusammen, dieselbe beobachtete. In Deutsch-

land ist der gewöhnliche Name Brockengespenst, weil Silberschlag (1780) eine nähere Beschreibung dieser Erscheinung in einem Bericht über eine Harzreise gegeben hat. Sie ist auch in den Alpen und Karpathen nicht ungewöhnlich, auf Ben Nevis in Schottland ist sie nach Beschreibungen von Omond recht häufig.

Eine Abbildung dieser auf dem Pilatus beobachteten Erscheinung ist in Fig. 264 nach Hagenbach gegeben. Der innerste rote Ring hatte einen Durchmesser von 2° 30′, einen Durchmesser der Nebeltröpfchen von



Fig. 264.

0,016 mm entsprechend. Meist wird der Durchmesser zu etwa 6° für den ersten, 12° für den zweiten, 17° für den dritten Ring angegeben.

Besonders häufig beobachten Luftschiffer diese Erscheinung. Sie sehen den Schatten des Ballons auf der (nicht allzu tief) unter ihnen liegenden Wolkendecke, wobei der Gondelschatten (eigentlich der Kopfschatten des Beobachters) von einer Reihe konzentrischer farbiger Ringen umgeben erscheint. Flammarion beschreibt die Farbe der Ringe folgendermaassen: innen gelblich weiss, danach blassblau, gelb, graurot und zuletzt nach aussen schwach violett.

Irisierende Wolken. Nicht selten sieht man Wolken, deren Ränder oder dünnere Stellen in Regenbogenfarben schillern. Häufig

ändern sich diese Farben schnell. Ihr Licht ist polarisiert. Die Farben ordnen sich nicht als Ringe um die Sonne, sondern sind unregelmässig verteilt. Die Farben erinnern nach Mohn an diejenigen dünner Blättchen. Über die Erklärung dieser Erscheinung ist man noch nicht einig. Man glaubt jedenfalls, dass die Farben einer Diffraktionserscheinung zuzuschreiben sind. Die farbigen Stellen haben oft die Form von Flecken oder Balken. Die Erscheinung scheint in kälteren Gegenden häufiger zu sein als in wärmeren. Schips, welcher über diesen Gegenstand eine Monographie geschrieben hat, ist der Ansicht, dass die irisierenden Wolken aus Eiskrystallen bestehen. Sie sind um der Mittagszeit am gewöhnlichsten. Sie befinden sich meist in der Nähe der Sonne (5—8° Entfernung). Ihre jährliche Periode zeigt ein Maximum im Juni und eins im Oktober, im Januar und Februar hat Schips keine irisierenden Wolken beobachtet (in Württemberg). In Christiania wurden sie dagegen meistens in den Wintermonaten (78 Proz.) und bei tiefem Sonnenstand gesehen. Sie zeigten daselbst keine ausgeprägte tägliche Periode. In Upsala waren sie am gewöhnlichsten im Frühling (32 Proz.) und am Mittag; 53 Proz. wurden zwischen 10 Uhr früh und 4 Uhr N. M. beobachtet.

Bisweilen scheinen diese Wolken sehr hoch zu liegen. Mohn beobachtete in Christiania die Zeit, zu welcher solche Wolken in den Erdschatten traten und berechnete daraus ihre Höhe zu 107, 130 und 132 km. In anderen Fällen war die Höhe geringer (23 km), auf Spitzbergen beobachtete Ekholm ganz niedrig liegende Wolken dieser Art (leichte Cumuli).

Mit einigen von den irisierenden Wolken sind die leuchtenden Nachtwolken nahe verwandt, die häufig auch silberglänzende Wolken genannt werden. Dieselben werden erst seit dem Krakatau-Ausbruch beobachtet. Es giebt indessen Andeutungen, dass ähnliche Gebilde schon im 17. Jahrhundert wahrgenommen wurden. Die meisten Beobachtungen derselben seit August 1883 rühren von Jesse her, welcher ihre Höhe aus der Tiefe der Sonne unter dem Horizont und durch photographische Aufnahme an zwei in einiger Entfernung gelegenen Stellen berechnete. Sie erinnern stark an Cirri und kommen nur um die Sommer-Sonnenwendezeit vor. Am Äquator treten sie vielleicht auch zur Zeit der Nachtgleichen auf. Sie sind ausserordentlich zart und ihr Licht enthält äusserst wenig rotes Licht, so dass sie nach R. v. Helmholtz durch rote Gläser nicht zu sehen sind. Dieser Umstand scheint darauf hinzudeuten, dass sie aus so kleinen Partikelchen bestehen, dass sie das rote Licht nur

äusserst wenig zurückzuwerfen vermögen. Sie sind deshalb auch nu Nachts sichtbar, wenn die Sonne mehr als 8⁰ unter dem Horizont steht

Der Umstand, dass sie nur im Sommer (in Berlin 23. März bi 11. Aug.) sichtbar sind, scheint anzudeuten, dass eine Kondensation vo Wasserdampf, welcher im Sommer in höhere Schichten hinaufdringt al im Winter, ihre Sichtbarkeit begünstigt. Ihre Höhe wurde von Jess zuerst im Mittel zu etwa 17 km ermittelt, später wurden von ihm mittler Werte bis zu 83 km gefunden. Sie besitzen eine sehr grosse Geschwindigkeit von etwa 100 m pro Sek., die hauptsächlich von Oster nach Westen gerichtet ist mit einer schwachen Komponente nach Süden. Sie haben demnach genau entgegengesetzte Richtung wie die Cirr (relativ zur Erdoberfläche). Ihre Häufigkeit nahm stark ab; in den Jahren 1885—1892 wurden sie nur 10 mal in Berlin beobachtet, und zwar in den Morgenstunden; jetzt (seit etwa 1892) werden sie nicht mehr beobachtet.

Die Tageshelle. Wenn in der Atmosphäre keine Reflexion des Sonnenlichtes stattfände, so würde der Himmel rein schwarz erscheinen und die sonnenbeleuchteten Gegenstände würden eine grelle Helligkeit zeigen, welche gegen die schwarzen Schlagschatten enorm kontrastieren würde. In diese Schatten würden nur die unbedeutenden Lichtmengen fallen, welche von der Reflexion an den beleuchteten Stellen herrührten. So etwa sind die Verhältnisse auf dem Monde, wo die Berge tiefschwarze Schatten werfen, sodass ihre Profile mit merkwürdiger Schärfe hervortreten.

Die Reflexion in der Luft geht von den vielen kleinen Staubteilchen und Wassertröpfchen aus, welche in der Luft schweben. Je weniger Staub in der Luft schwebt, um so geringer ist die Tageshelle und um so schärfer sind die Schatten.

Deshalb ist die Farbe des Himmels um so dunkler, je höher der Beobachtungspunkt liegt. In den Bergen werden die Schatten um so dunkler, je höher man kommt. Über Kontinenten ist die Tageshelle geringer als über dem Meer und in Küstenländern, wo viele Wassertröpfchen in der Luft schweben. Im Gegensatz dazu ist die Sonnenbeleuchtung in Wüsten ausserordentlich scharf und blendend, die Schatten dagegen dunkel. Für anticyklonische Gebiete gilt dasselbe. Ein dünner Wolkenschleier erhöht die Tageshelle bedeutend. Die Tageshelle dringt durch die Fensteröffnungen in Zimmer hinein, welche an der Schattenseite liegen, und in welchen man sonst Licht am hellen Tage brennen müsste,

um nicht volles Nachtdunkel oder ein schwaches Dämmerungslicht darin zu haben.

Die Tageshelle verhindert bei Tage die Sichtbarkeit der Sterne. In sehr grossen Höhen, die im Luftballon erreicht worden sind, erblickt man die helleren Sterne am Tage. Eine alte Angabe, dass man am Tage durch lange Röhren, z. B. Grubenlöcher, die Sterne zu sehen vermöchte, ist schon von Humboldt als unrichtig erwiesen. Dagegen wirkt ein Fernrohr so, dass es die Tageshelle nicht verstärkt, dagegen die Leuchtkraft der punktförmig erscheinenden Sterne im Verhältnis des Quadrates der linearen Vergrösserung vervielfacht, wodurch hellere Sterne bei Tag mit Hilfe des Fernrohrs zu beobachten sind.

Das von den kleinen Partikelchen reflektierte Licht ist an blauen und violetten Strahlen sehr reich. Bei kleinen Partikeln ist das Reflexionsvermögen um so grösser, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes ist. Clausius und Lord Rayleigh haben theoretische Untersuchungen über diesen Gegenstand ausgeführt. Rayleigh findet, dass, wenn man mit x die Weglänge bezeichnet, welche ein Lichtstrahl von der Wellenlänge λ (in μ) in der Luft zurücklegen muss, um im Verhältnis $J : J_0$ geschwächt zu werden, die Beziehung gilt:

$$J = J_0 \, e^{-kx : \lambda^4}$$

worin k eine Konstante bedeutet, welche proportional den in der Luft befindlichen reflektierenden Teilchen zunimmt.

Diese Formel stimmt vorzüglich mit den Beobachtungen von Abney über die Durchsichtigkeit der Luft in verschieden dicken Schichten, wobei als Einheit die Luftmenge genommen ist, welche ein senkrecht infallender Strahl in der Atmosphäre durchläuft. Der Wert der Konstante war bei seinen Versuchen $4{,}64 \cdot 10^7$ cm, oder da die Atmosphäre auf 760 mm Druck reduziert (bei 0^0), eine Höhe von 8000 m haben würde, 58 reduzierte Atmosphären. Mit anderen Worten ein Strahl, dessen Licht die Wellenlänge 1 μ besitzt, müsste 58 Atmosphären durchlaufen, um im Verhältnis $1 : 0{,}368$ geschwächt zu werden. Ist die Wellenlänge 0,5 μ, so wird die nötige Weglänge 16 mal geringer, entspräche also 3,63 Atm. Durch Beobachtung der Stärke verschiedener Spektralteile des Sonnenlichtes bei verschiedenen Sonnenhöhen konnte Abney die Durchlässigkeit der Luft für Licht von verschiedenen Wellenlängen bestimmen. Seine Resultate sind in folgender Tabelle mit nach Rayleighs Formel berechneten Werten zusammengestellt. h bedeutet die durch-

strahlte Länge in reduzierten Atmosphären, λ die Wellenlänge. Di[e] tabellierte Grösse ist die Durchlässigkeit in Prozent.

$h=$		1	2	3	4	5	6	7	8	32
$\lambda=0{,}40$	beob.	51	25	13	7	3	2	1	0	0
	ber.	51	26	13	7	3	2	1	0	0
$\lambda=0{,}49$	beob.	74	54	40	30	22	16	12	9	0
	ber.	74	55	41	30	22	17	12	9	0
$\lambda=0{,}59$	beob.	87	75	65	57	49	43	37	32	0,1
	ber.	87	75	65	57	49	43	37	32	1,1
$\lambda=0{,}76$	beob.	95	91	86	81	77	74	71	66	10,7
	ber.	95	90	86	81	77	73	70	66	19,1

Wie ersichtlich, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung un[d] Rechnung vorzüglich, wenn man von den unsicheren Werten der letzte[n] Kolumne absieht.

Dagegen hat Langley, welcher die Stärke der verschiedenen Spektralteile des Sonnenlichts bei verschiedenen Sonnenhöhen bolometrisc[h] bestimmte, Werte beobachtet, welche gar nicht mit der Rayleighschen Formel in Übereinstimmung zu bringen sind. Er fand nämlich folgende Zahlen (*d*) in Prozent für die Durchlässigkeit einer Atmosphäre, unter welche die nach Rayleighs Formel berechneten geschrieben sind.

$\lambda=$	0,358	0,383	0,416	0,440	0,468	0,550	0,615 μ
d (beob.) =	46,5	53,1	60,0	63,6	67,7	73,4	78,1
d (ber.) =	35,8	44,9	56,2	63,0	69,8	82,8	88,7
$\lambda=$	0,781	0,870	1,01	1,20	1,50	2,59 μ	
d (beob.) =	84,4	87,1	89,1	90,5	91,9	92,6	
d (ber.) =	95,5	97,0	98,4	99,1	99,7	100,0	

Wir kommen später auf die Erklärung dieser Erscheinung zurück.

Obgleich die Beobachtungen von Langley eine viel schwächer[e] Zunahme der Durchlässigkeit mit der Wellenlänge ergeben als di[e] Formel von Rayleigh verlangt, so zeigen sie doch einen ausgeprägte[n] Gang in derselben Richtung. Eine Folge davon ist, dass weisse[s] Sonnenlicht beim Durchgang durch die Atmosphäre einen rötlichen Ton annimmt, dessen Stärke mit der Länge der durchstrahlten Schicht bedeutend zunimmt. Wir sind nun gewohnt, das von der Sonne erhalten[e] Licht, wenn sie in mittlerer Höhe steht, als weiss anzusehen. Das Licht

einer sehr hoch stehenden Sonne bei klarer Luft erscheint deshalb bläulich-weiss, wogegen die tiefstehende Sonne ein stark rotgefärbtes Licht auszusenden scheint.

In dieser einfachen Weise erklärt sich die prachtvolle Erscheinung des Morgen- und Abendrots. Eine kleine Modifikation der Farbe entsteht durch die Absorptionslinien in der Luft (vgl. Tafel I sowie S. 503 und 505), welche zum grössten Teil in Rot und Gelb liegen und deshalb die rote Farbe etwas abschwächen. Dass dessen ungeachtet die Abendröte nach alter Erfahrung stärker ist, wenn viel Wasserdampf in der Luft enthalten ist, beruht darauf, dass dann mehr Wassertröpfchen in der Luft schweben (vgl. S. 489). Die Abendröte zeigt auch ein satteres Rot als die Morgenröte, weil die Luft am Abend mehr Staub und Wassertröpfchen enthält wie am Morgen (vgl. S. 498). Nach der Eruption vom Krakatau am 27. Aug. 1883 waren Abend- und Morgenröte auffallend lebhaft, was von der ungeheuren Staubmasse herrührte, welche bei diesem Ausbruch in die Luft geschleudert wurde und erst allmählich hinabsank. Dieser Staub gab zu einer Diffraktionserscheinung, dem sogenannten Bishopschen Ring Anlass, aus dessen Dimensionen der Durchmesser des Staubes zu 0,001—0,003 mm berechnet wurde (von Flögel und Hagenbach). Die prachtvolle Abendröte (das sogenannte rote Licht) verblasste allmählich mit den Jahren und jetzt sind die Dämmerungserscheinungen wieder dieselben wie vor dem Ausbruch.

Die Farbe des diffusen Himmelslichtes ist aus den angeführten Gründen stark blau. Ein anderer Grund dafür ist von Spring vorgebracht worden. Die Eigenfarbe sowohl von Sauerstoff, und besonders von Ozon, als auch von Wasserdampf in dicker Schicht ist blau Dies entspricht vollkommen den hauptsächlich im Rot gelegenen Absorptionsbändern dieser Gase, man sollte aber dann vermuten, dass das Himmelslicht im Zenith am wenigsten blau wäre, wo die absorbierende Schicht am dünnsten ist, am meisten am Horizont, was gänzlich gegen die Erfahrung spricht. Das sieht man schon mit blossem Auge, Messungen geben aber darüber einen noch sichereren Aufschluss. Saussure war der erste, welcher solche Messungen anstellte. Er mischte Berlinerblau mit weisser oder schwarzer Farbe in verschiedenen Proportionen und stellte so eine Skala von 27 Stufen zwischen rein weiss (0°) und rein blau (27°) und 27 Stufen zwischen rein schwarz (53°) und rein blau her, so dass er im ganzen 53 Abstufungen besass. Diese Abstufungen wurden Cyanometergrade genannt.

Ein sogenanntes Rotationscyanometer konstruirte Parrot, bei

welchem die Sektoren Newtonscher Farbenscheiben mit weiss oder schwarz und blau in verschiedenen Proportionen bestrichen wurden. Bei schneller Drehung entsteht eine Mischfarbe, die aus weiss und blau bezw. schwarz und blau nach der Grösse der betreffenden Sektoren zusammengesetzt ist.

Saussure und Humboldt verglichen nun in Genf und auf dem Nordatlanten die blaue Farbe des Himmels in verschiedenen Zenithdistanzen mit den Cyanometergraden und fanden:

Zenithdistanz	Cyanometergrade	
	Saussure	Humboldt
30°	20	22,0
50°	17,5	18,0
60	15,5	16,5
70	13,0	10,0
80	9,0	6,0
89	4,0	3,0.

Saussure fand die Farbe auf Col du géant (Montblanc) 31 Cyanomometergraden entsprechend, während gleichzeitig in Genf (375 m) 22,5° beobachtet wurden. Bei sehr reinem Himmel zeigte der Zenith auf Col du géant (4371 m) 37°, auf dem Montblancgipfel (4810 m) 39°.

Näher am Äquator ist im allgemeinen der Himmel tiefer blau als weiter gegen den Pol hin.

Die Dämmerungserscheinungen. Wegen der Brechung und noch mehr der Reflexion des Sonnenlichtes in der Atmosphäre tritt die Dunkelheit nicht gleich dann ein, wenn der Beobachter sich im geometrischen Schatten der Erde befindet. Zuerst ist zufolge der Refraktion die Sonne eine kleine Weile sichtbar. Wenn sich die Sonne senkrecht gegen den Horizont bewegt, ist diese Zeit 2 Minuten 20 Sekunden, da die Sonne in einer Zeitminute 15 Bogenminuten zurücklegt. Wenn die Sonnenbahn einen Winkel α mit dem Horizont bildet, so hat man die genannte Zeit mit $\sin \alpha$ zu dividieren.

Da die roten Strahlen die geringste Brechung erleiden, verschwindet zuerst das rote Bild der Sonne unter dem Horizont, zuletzt das blaue. Die hinuntersinkende Sonne wird demnach erst grün (Komplementärfarbe des Rot), dann immer mehr bläulich erscheinen. Auf diese Weise erklärt man den sogenannten grünen Strahl, welcher nach den Beschreibungen von Reisenden in den Tropen im Augenblick des Sonnenuntergangs aufblitzt. Nach anderen Beobachtern ist dieser letzte Strahl

des Sonnenlichtes mehr bläulich gefärbt (Sohncke). Die mehr oder weniger grüne Färbung hängt vermutlich mit der Fähigkeit der Luft, die blauen Strahlen zurückzuhalten, zusammen.

Zufolge der Reflexion des Lichtes herrscht noch einige Zeit Helligkeit, die Dämmerung genannt wird, und die allmählich in Stärke abnimmt. Nach einiger Zeit müssen die Arbeiten im Freien wegen mangelnder Beleuchtung abgebrochen werden und die Sterne erster Grösse werden am Himmel sichtbar. Dieser Augenblick wird als Ende der „bürgerlichen Dämmerung" bezeichnet, die Sonne steht dann 6 Grad unter dem Horizont. Aber noch lange nimmt die Dunkelheit zu und erst, wenn die Sonne etwa 18° unter dem Horizont steht, werden die Sterne sechster Grösse sichtbar. Bis dahin sagt man, dass die „astronomische Dämmerung" obwaltet. Die Dauer der bürgerlichen und astronomischen Dämmerung bei senkrecht hinuntersinkender Sonne wäre demnach 24 bezw. 72 Minuten. In Mittel-Europa ist sie etwa doppelt so lang.

Die wirkliche Dauer der Dämmerung hängt natürlich nicht nur von dem Stande der Sonne, sondern auch von der Reinheit des Himmels ab. Fein verteilter Staub in den höheren Luftschichten, wie nach dem Ausbruch des Krakatau und dünne Schleier von hoch liegenden Cirren verlängern die Dämmerung, in entgegengesetzter Richtung wirken natürlich dichtere Wolken.

An einem Ort, der nicht mehr als 6° südlich vom nördlichen Polarkreis, d. h. über 60° 33′ n. Br. liegt, dauert deshalb die bürgerliche Dämmerung zur Sommersonnenwendezeit die ganze Nacht. Das sind die hellen Nächte, deren Schönheit die Reisenden in diesen Gegenden preisen. Die immerwährende Dämmerung erstreckt sich zur Zeit der längsten Tage noch etwas südlicher, z. B. bis Petersburg (59° 50′) und Stockholm (59° 20′). Andererseits wird der Reisende in tropischen und subtropischen Gegenden oft von der schnell einbrechenden Dunkelheit überrascht, so schon in Süd-Europa, noch mehr aber innerhalb der Wendekreise. Dort dauert in Gegenden mit sehr rein blauem Himmel, wie z. B. in Chile, die (bürgerliche) Dämmerung nur 15 Minuten, bisweilen noch weniger, wie in Cumana, Venezuela, etwa 10° n. Br., nach Humboldts Angabe.

Die grosse Farbenpracht, welche sich beim Aufgang und Untergang der Sonne entwickelt, hat zu allen Zeiten die Phantasie der Beobachter auf das lebhafteste beschäftigt. Im Altertum scheint besonders die Morgenröte die Aufmerksamkeit erregt zu haben. Die glänzenden

Schilderungen der rosenfingrigen Eos und der aus rosigem Wolkenbet sich erhebenden Aurora geben beredtes Zeugniss dafür. Die Bezeichnun rosenfingrig ist wahrscheinlich eine Anspielung auf die den Fingern eine ausgespreizten Hand ähnelnden Dämmerungsstrahlen („rayons crépus culaires", in Ostindien „Buddhas rays" genannt), welche beim Sonnen auf- oder Untergang häufig zwischen den Wolken zu beobachten sin (Fig. 265).

In neueren Zeiten hat besonders die Abenddämmerung die Auf merksamkeit auf sich gezogen. Am meisten hat das damit in Zusammen



Fig. 265. Dämmerungstrahlen.

hang stehende Phänomen des Alpenglühens zu glänzenden Schilderungen Anlass gegeben.

Sehr anziehend ist ausserdem der von Tag zu Tag sich ändernde Anblick der Dämmerung, ebenso ihr rasch wechselndes Farbenspiel. Wer eine längere Zeit in dem nebeligen blassen Tageslicht des Polartages zugebracht hat, vergisst nie den wunderbaren warmen Reiz der ersten bei der Heimkehr erblickten Dämmerungen.

Die Farbenpracht der Dämmerung ist in verschiedenen Gegenden recht verschieden. Reine Luft in den unteren und Kondensation von Wasserdampf zu äusserst kleinen Tropfen in den oberen Schichten sind dafür günstig. Skandinavien, besonders der Nordteil, Spanien und die Alpenländer zeigen schöne Dämmerungserscheinungen. Der Herbst scheint die beste Jahreszeit für ihre Entwickelung zu sein. Die trockenen Jahreszeiten in Spanien weisen sehr farbenarme Dämmerungen auf.

Die Dämmerung ist von vielen Naturforschern geschildert worden, unter welchen Aristoteles, De Mairan, Bergman, Bravais, Forbes, Necker, v. Bezold, Hellmann und Riggenbach genannt werden mögen. In der folgenden Darstellung folgen wir der Schilderung von Hellmann, welcher in Spanien an etwa 500 Tagen Morgen- und Abend-Dämmerungsbeobachtungen angestellt hat. Die in folgenden Zeilen neben Farbenangaben in Klammern gedruckten Ziffern geben die Stärke der Farbe, nach einer von 0 bis 4 gehenden Skala geschätzt, an.

„Schon wenn die Sonne noch 4° Höhe hat, machen sich längs des ganzen Horizontes, welcher bis dahin gegenüber dem Blau des übrigen Himmels grau und dunstig erschien, verschiedene schwache Färbungen bemerkbar: im Westen (d. h. im Vertikal der Sonne) ein zartes Gelb (1) von kaum $^1/_2$° Höhe und darüber eine gewöhnlich doppelt so hohe Schicht Hellgrün (1), während der Himmel über der Sonne bis etwa 50° Höhe ein überaus glänzendes und stark weissliches Hellblau von mehr elliptischer als kreisrunder Form aufweist; im Osten (d. h. entgegengesetzt der Sonne) ein kräftigeres Grün (2), doch nur in etwa 60° Azimatumfang und in 1° Höhe. Nachdem die Sonne 3° tiefer gesunken ist, hat das Grün am Westhorizont sich nach oben bis zu 20° ausgedehnt, ohne an Intensität zuzunehmen, und unmittelbar am Horizonte einer orangegelben (1) Schicht von kaum 3° Platz gemacht. Diese zeigt an der unteren Seite, in beiläufig $^1/_2$° Stärke, eine bereits ins Rosa, häufig auch ins Braunrote oder Purpurviolette überspielende Färbung, welche sich bis nach Norden und Süden erstreckt. Am Osthimmel ist das Grün bis zur Intensität (2) und bis reichlich 6° Höhe angewachsen; auch hier und zwar, wie ich öfters konstatieren konnte, etwas früher als im Westen, sind unmittelbar am Horizonte schwache Rosa und darüber gelbliche Tinten bis zu 2° Höhe aufgetreten. Das Gelb im Osten ist schmutziger als das im Westen, und spielt häufig in Ockerfarbe über. Sowie die Sonne untergegangen ist, gewinnen die Färbungen am Osthimmel an Höhe: Grün reicht in der Stärke (1) bis 9°, Gelb bis 6° und das kräftiger werdende Rosa (2) bis 4°. Letzteres nimmt an Intensität etwas nach unten zu, verliert sich aber am Horizonte selbst — bisweilen schon vor Sonnenuntergang — in eine vorerst noch unbestimmt und schmutzig gefärbte Schicht tiefen Stahlblaus von etwa $^1/_4$° Höhe, welche den nunmehr eintretenden Erdschatten am Osthimmel verkündet.“

„Die am Westhimmel eingetretenen Veränderungen sind unbedeutender: Die Rosafärbung hat abgenommen, das Gelb ist mehr Orange geworden, das Grün hat an Intensität gewonnen. Das darüber befind-

liche äusserst durchsichtige Weissblau ist zwar auch herabgesunken, reicht aber noch bis 45° Höhe, es ist häufig mehr ein sehr lichtstarkes Weiss als Weissblau und bewahrt seine runde Gestalt. Der Übergang zum dunkleren Blau (3) des Zeniths erfolgt zwar allmählich, doch scheint es, als wenn in etwa 75° Höhe am Westhimmel und — merkwürdig! — auch am Osthimmel eine raschere Vertiefung der Farbe erfolgte."

„Die nunmehr im Osten vorgehenden Wandlungen und Prozesse nehmen zunächst unser Interesse in Anspruch. Dasselbe wird gegen früher wesentlich dadurch gesteigert, dass wir nicht mehr blosse Abstufungen schwacher Färbungen beobachten, sondern dem lebendigen Vorgange des Entstehens und Vergehens gewisser Erscheinungen beiwohnen. Der bereits erwähnte Erdschatten in Gestalt eines tief stahlblauen Segmentes hat etwa 1° Höhe erreicht, wenn die Sonne $^3/_4$° unter dem Horizonte steht. Er ist nunmehr deutlich als Segment zu erkennen, dessen azimutaler Umfang jedoch noch sehr schwer zu messen ist; er dürfte etwa 75° betragen. Das ihm auflagernde Rosa, welches sich in Intensität vertieft hat, reicht nun bis 10° Höhe, während Gelb und Grün meist ganz verschwunden sind. Mit tiefer sinkender Sonne nimmt das Rosa einen purpurnen Ton an, und die Begrenzung des dunklen Segmentes wird deutlich violett. Dabei bemerkt man oft das Segment selbst heller werden; das tiefe Stahlblau verwandelt sich in Bleigrau, oft Aschgrau, nicht selten spielt es ins Meergrüne über, ja bisweilen sieht man sogar ein schwaches Rosarot oder Fleischfarbe in demselben auftauchen und bald wieder verschwinden. Letztere sekundäre Färbungen scheinen mit der Anwesenheit von Wolken am Westhimmel im Zusammenhange zu stehen. Diese Färbungen am Osthimmel oberhalb des dunklen Segmentes, welche man seit Mairan als die Gegendämmerung (anticrépuscule) bezeichnet, treten fast Tag für Tag mit grosser Regelmässigkeit auf, und nur hinsichtlich der Höhe, bis der sowohl die Rosafarben, als auch der Erdschatten bezw. der Bogen der (ersten) Gegendämmerung sich verfolgen lassen, bemerkt man nicht unerhebliche Verschiedenheiten, welche mit der Feuchtigkeit der Luft in dem Zusammenhange stehen, dass mit Zunahme des letzteren auch jene Höhen anwachsen. Durchschnittlich kann man den Begrenzungsbogen des Erdschattens bis zu 15° Höhe beobachten; alsdann hat die Sonne eine Tiefe von 4,6° unter dem Horizonte, und das Segment eine azimutale Ausdehnung von nahezu 150°. Das überlagernde Rosa verschwindet gewöhnlich in 25° Höhe, wenn die Tiefe der Sonne 4,9° beträgt; doch

kann man nicht gerade selten eine viel höhere Ausdehnung, bis zu 75° und darüber, beobachten, wobei man die darunter befindliche Partie des Osthimmels als bleigrau qualifizieren möchte. Dagegen ist es mir viel seltener vergönnt gewesen, einen deutlich verlaufenden Bogen des dunklen Segmentes in grösseren Höhen noch aufzufinden; einigemal bis 30° und nur dreimal näher dem Zenithe, ebensowenig als es möglich war, dessen Durchgang durch den Zenith, eine sehr wichtige Phase der Erscheinung, genau zu bestimmen. Aus zwei solchen Beobachtungen ergiebt sich für dieses Moment eine Depression der Sonne von 5,8°. Die sogenannte bürgerliche Dämmerung hat nunmehr ihr Ende erreicht; denn in einem nach Osten gelegenen Zimmer ist es alsdann so finster geworden, dass man künstlichen Lichtes zur Vornahme seiner Beschäftigungen bedarf."

„Unterdessen sind am Westhimmel folgende Veränderungen eingetreten. Der orangegelbe (2) Streifen von etwa 3° Höhe ist fast unverändert geblieben, das Braunrote darunter ganz verschwunden, und das Grün (1) reicht nur bis 8° Höhe. Sowie aber die Sonne in 3,8° Tiefe angelangt ist, bekommt der Westhimmel in etwa 25° Höhe über dem Horizonte einen Stich ins Rosa (bisweilen mehr rötlich, bisweilen mehr purpurn), der schnell kräftiger wird, nach unten und oben sich ausdehnt, sodass ein rosarotes Kreissegment von nahezu 40° Höhe den unteren Schichten aufsitzt. Da, wo diese Färbung zuerst bemerkbar wurde, erreicht sie auch bei etwas tieferem Sonnenstande (4,3°) ihre grösste Intensität und hat alsdann ein überaus glänzendes Aussehen, nicht unähnlich einer Schicht rotglühender Dämpfe, die als zarter Vorhang herabwallen. Dieses erste Rosalicht sinkt rasch nach abwärts, während die darunter liegenden Schichten nur wenig an Mächtigkeit abnehmen, und ist bei 6° Tiefe der Sonne gewöhnlich ganz verschwunden." Das erste Purpurlicht ist häufig von bläulich erscheinenden, zur Sonne (unter dem Horizont) konvergierenden Dämmerungsstrahlen durchzogen, welche von Wolken oder irdischen schattenwerfenden Gegenständen herrühren. Diese Strahlen, in welchen das gewöhnliche Himmelsblau sich geltend macht, tragen häufig dazu bei, die Ausbreitung des Purpurlichtes weiter verfolgbar zu machen, als dies sonst möglich wäre. Dieselben reichen bisweilen über das Zenith hinaus und scheinen dann nach der Ostseite hin auch zu konvergieren. Sie sind nach Hellmann seltener in Spanien als in Deutschland.

„Nachdem die erste Gegendämmerung den Zenith passiert hat und das erste Rosalicht verschwunden ist, fängt der das helle Segment begrenzende Bogen am Westhimmel an mit grosser Bestimmtheit er-

kennbar zu werden. Bei einer Sonnentiefe von 6° liegt er in etw 75° Höhe; am Westhorizonte in 170° Azimutumfang lagert ein kaum 2,5° hohe Schicht Orangegelb (2), darüber eine doppelt so breit Grün (1), während der übrige Teil des Segmentes weissblau (1) ist un von dem Dunkelblau (4) des Zeniths und dem noch etwas helleren de Osthimmels sich kräftig abhebt. Dieser Dämmerungsbogen sinkt rasc nach unten, schneller als die Sonne unter den Horizont, und erreich bei 10° Depression der Sonne kaum noch ebensoviel Grad Höhe. I diesem Stadium der Erscheinung kann man bisweilen (14 Proz. der Fälle am Westhimmel ein zweites schwächeres Rosalicht, welches star ins Rotgelbliche überspielt, entstehen sehen, das aber von geringere Umfange und kürzerer Dauer, als das erste ist. Nur zweimal trat e viel lebhafter als jenes auf und nur dreimal habe ich mit äusserste Mühe Spuren einer vorübergehenden Rosafärbung am Osthimmel ent decken können. Bei 11,5° Tiefe der Sonne (einmal erst bei 16,6° un bei einer Morgendämmerung schon bei 18°) ist jede Spur rötlicher Fär bung am Westhimmel verschwunden und das scharf begrenzte hell Segment eilt rasch dem Horizonte zu.“

Diesen erreicht es um so früher, je geringer die Luftfeuchtigkeit ist Auch ist bei diesem Ende der „astronomischen Dämmerung“ am Aben (mittlere relative Feuchtigkeit 64 Proz.) die Sonnenhöhe näher an Null als bei ihren Anfang am Morgen (mittlere relative Feuchtigkeit 82 Proz.) wie folgende Ziffern von Hellmann zeigen, die in März 1877 beob achtet sind.

Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.	Zeit	Tiefe der Sonne	Rel. Feucht.
März 6. Morgen	18° 15′	72 Proz.	März 11. Morgen	19° 37′	85 Proz
„ 6. Abend	15 51	55 „	„ 11. Abend	15 29	71 „
„ 7. Morgen	17 51	80 „	„ 12. Morgen	19 13	84 „
„ 7. Abend	16 3	61 „	„ 12. Abend	15 24	61 „
„ 8. Morgen	17 15	82 „	„ 13. Morgen	19 25	83 „
„ 8. Abend	15 15	77 „	„ 13. Abend	15 26	74 „
„ 10. Abend	15 51	41 „	„ 14. Morgen	18 13	88 „
			„ 14. Abend	15 50	68 „

Ebenfalls ist die Tiefe der Sonne bei Anfang oder Ende der astro nomischen Dämmerung grösser in der Regenzeit als in den trockene Perioden.

Nach dem Untergang dieses Dämmerungsbogens kann man noch an der Tiefe des Blaus am Nachthimmel bisweilen Spuren von Dämmerungserscheinungen erblicken.

Die ungewöhnlichen Dämmerungserscheinungen nach dem Krakatau-Ausbruch. Eine ganz aussergewöhnliche Pracht zeigte die Dämmerung eine Zeit lang nach dem heftigen Ausbruche Krakataus am 27. August 1883. Bishop und später Lockyer schlugen dafür die Erklärung vor, die Staubmasse habe sich allmählich in der Luft verbreitet und verursache die starke Wirkung der Atmosphäre. Wie gering diese Masse war, geht daraus hervor, dass die 15 km³ Staub, welche bei dem Ausbruch Krakataus in die Luft geblasen wurden, wenn sie auch ganz darin schweben geblieben wären, doch nicht mehr als einer Dicke von 0,01 mm entsprächen, wenn sie über die ganze Erdkugel verbreitet wären. Ohne Zweifel dienten aber diese kleinen, wahrscheinlich auch nicht unter dem Mikroskop sichtbaren Staubteilchen als Kondensationskerne des in höheren Luftschichten befindlichen Wasserdampfes und fielen erst sehr langsam mit Regen nieder. Man kann auch kaum mehr bezweifeln, dass dieser Staub den genannten Effekt hervorgebracht hat. Der Staub verbreitete sich in Form von Cirrus-Wolken in 20 bis 30 km Höhe so schnell, dass schon am 29. Aug. Brasilien, am 30. Aug. der Südatlant, am 31. Aug. bis 3. Sept. Central-Amerika und die Westküste Süd-Amerikas, am 5. Sept. Honolulu, Neu-Guinea und die Philippinen erreicht waren; am 5. Sept. wurde er in den Vereinigten Staaten und England, am 9. Sept. in Neu-Seeland, 15. Sept. in Australien, 20. Sept. in Nord-Afrika, Italien und England beobachtet. Anfang Oktober trat die Erscheinung im Capland auf, Ende September in Adelaïde, Süd-Australien. In Nord-Amerika und Europa waren die prachtvollen Sonnenuntergänge von Ende November an überall zu sehen.

Auch im Jahre 1831 und bei einigen anderen Gelegenheiten hat man aussergewöhnlich schöne und ausgedehnte Abendröten beobachtet. Diejenigen vom Jahre 1831 sind mit dem Ausbruch in Zusammenhang gebracht, durch den die vulkanische Insel Ferdinandea zwischen Pantellaria und Sicilien gebildet wurde (13. Juli 1831).

Nach v. Bezold unterschied sich die Erscheinung von gewöhnlichen Dämmerungen hauptsächlich dadurch, dass alles Licht viel mehr diffus war wie sonst. So konnte die Begrenzung des von dem Erdschatten hervorgerufenen dunklen Segmentes, das sonst sehr scharf hervortritt, nicht deutlich wahrgenommen werden. Ebenso war das erste Purpurlicht sehr schlecht begrenzt und viel ausgedehnter wie gewöhnlich,

so dass der grösste Teil des Himmels purpurfarbig erschien. Häufi wird das Schauspiel so geschildert, dass es den Anschein hatte, als ständ der ganze Westhimmel in Flammen.

Ganz abnorm stark entwickelt war das zweite Purpurlicht, welche sonst nur in wenigen Fällen und meist als schwache Andeutung beob achtet wird. Unmittelbar vor Sonnenaufgang oder gleich nach Sonnen untergang erhielt der ganze Himmel, besonders bei dunstiger Luft, ein ungewöhnlich gelbe, oft schwefelgelbe Färbung, die bei gewöhnliche Dämmerung nicht vorkommt.

Die Sonne selbst erschien in den Tropen häufig grün oder (höhe auf dem Himmel) blau, bisweilen kupferfarbig oder silberglänzend. Di grüne Färbung der Sonne wurde auch bisweilen in Japan und China sowie in Europa (Krakau Jan. 1884, Kersal in England Dez. 1883 Kalmar in Schweden Febr. 1884), sowie in der Nähe der Azoren be- obachtet. Der Mond und auch hellere Sterne wurden als mit grünen Licht strahlend beschrieben. Diese eigentümlichen Färbungen rührten wahrscheinlich von gröberen Partikelchen her, die ziemlich bald her- unterfielen. Sie verschwanden relativ schnell.

Die blaue Farbe der Sonne erklärte Kiessling folgendermaassen Wenn man weisses Licht durch gewisse Staubwolken (z. B. Salmiak- rauch) betrachtet, erscheint es blau, häufig sehr schön. Steht eine solche „blaue" Sonne, welche auch grünes Licht aussendet, nahe am Horizont so wird das Blau in ihrem Licht beim Durchgang der Atmosphäre weggesiebt und die Sonne erscheint grün.

Das auffallendste war aber der Bishopsche Ring, welcher zuerst in Honolulu am 5. Sept. 1883 von Sereno Bishop beobachtet wurde. Um die Sonne zeigte sich ein eigentümlicher Hof von grosser Aus- dehnung (22—24°), innen war er weiss mit nach innen bläulichem Stich, nach aussen war er rötlich, bisweilen braun mit Abtönungen in Lila oder Purpur gegen den blauen Himmel. Dieser Ring wurde noch lange nach dem Verblassen der herrlichen Dämmerungen gesehen (in Europa bis Juli 1886, einige Beobachter wollen ihn 1888 oder sogar 1889 noch gesehen haben).

Der innere Radius (R) des roten Ringes erreichte nach Archibald 10° 33′, nach Riggenbach 10°, der äussere Radius wurde geschätzt auf 22° 46 bezw. 22°, derjenige der hellsten Stelle des Ringes auf 14°. Der Ring war als der rote Saum des innersten weissen Feldes der Fraunhoferschen Farbenringe anzusehen. Danach berechnete sich

der Durchmesser (d) der wirksamen Teilchen nach der für diese Ringe und folglich auch für Höfe (vgl. S. 847) geltenden Formel:

$$\sin R = 1{,}22 \frac{\lambda}{d}.$$

Als R ist $22^0\,45' - 16'$ bezw. $22^0 - 16'$ zu setzen, da der Sonnenradius selbst $16'$ beträgt, als λ die mittlere Wellenlänge von weissem Licht 0,00057 mm. So erhält man d-Werte gleich $d = 0{,}00182$ bezw. $d = 0{,}00188$ mm. Diese d-Werte gelten für die kleinsten Partikelchen, die grösseren wurden zu etwa doppelt so grossen linearen Dimensionen geschätzt.

Gegen Sonnenuntergang erweiterte sich der Ring und wurde unsymmetrisch. Nach den Messungen von Riggenbach hatte R bei der Zenithdistanz Z der Sonne folgende Werte:

Z	R (innerer)	R (hellster)	R (äusserer)
$< 80^0$	10^0	14^0	22^0
$80^0 - 89^0$	13,9	16,2	23,8
$89^0 - 93^0$	17,5	19,2	24,6

Der Ring wird breiter, weil bei zunehmender Zenithdistanz das Licht mehr monochromatisch rot wird und infolgedessen λ und $\sin R$ wachsen. Der Ring war in der reineren Atmosphäre des Gebirges glänzender und längere Zeit hindurch zu sehen als in der Ebene.

Das Spektrum des Bishopschen Ringes zeigte nichts Auffallendes, das Rot war sehr stark entwickelt. Riggenbach fand, dass ausserhalb des Ringes das Himmelslicht in der Ebene polarisiert ist, welche durch Sonne, Auge und den beobachteten Punkt geht, innerhalb des Ringes dagegen senkrecht zu dieser Ebene.

Das erste Purpurlicht wurde von Kiessling als eine Fortsetzung des Bishopschen Ringes angesehen, Riggenbach hat diese Theorie durch eine grosse Menge von Messungen über das Spektrum und die Polarisation dieser beiden Erscheinungen, die nur quantitativ sich zu unterscheiden scheinen, erhärtet.

Das erste Purpurlicht ist so lange sichtbar, als die von der Sonne beleuchteten Staubteilchen noch über dem Horizont liegen. Das zweite Purpurlicht wird als der Widerschein des ersten betrachtet. Aus der Verschwindungszeit des zweiten Purpurlichtes kann man infolgedessen die Höhe der Partikelchen berechnen. Archibald fand auf diese Weise:

Zeit	Stationen Anzahl	mittlere geogr. Breite	Höhe in km
1883 Aug. 23.—27.	4	11° 12′	32
„ Sept. 2.—14.	7	12 59	24
„ Okt.	4	25 45	25
„ Nov.	11	45 33	26
„ Dez.	30	44 30	19
1884 Jan.	4	49 30	17

Die Höhe gleich nach dem Krakatau-Ausbruch betrug demnach etwa 30 km, eine Höhe, die nach einer Messung des Kapitäns der Medea am 26. Aug. 1883 von der Rauchsäule des Krakatau erreicht wurde.

Die Tiefe der Sonne unter dem Horizont beim Verschwinden des zweiten Purpurlichtes war nach Riggenbach:

1883 Aug. und Sept.	18° 1′
„ Okt.	17 42
„ Nov.	17 13
„ Dez.	15 54
1884 Mittel	11 5
1885 „	10 6
1833—37 nach Necker	12 42
1841—44 „ Bravais	13 24
1876—77 „ Hellmann	11 30

Ende August und Anfang September 1883 wurden einige Beobachtungen gemacht, welche ein so spätes Verschwinden des zweiten Purpurlichtes angaben, dass man vermuten muss, sie seien einem „dritten“ Purpurlicht zuzuschreiben. In diesem Falle wird die berechnete Höhe 25 (zu Mascat), 26 (in Venezuela) und 32 km (auf St. Helena), während, wenn die Erscheinung als zweites Purpurlicht zu betrachten wäre, 53 bezw. 67 km sich ergeben würden.

Riggenbach hat über die Dauer des Purpurlichtes folgende Statistik gegeben. Unter t ist die Zeit in Minuten nach Sonnenuntergang, unter h die Tiefe der Sonne in Graden unter dem Horizont angegeben.

	Erstes Purpurlicht							Zweites Purpurlicht						
	Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer	Beginn		Grösste Helle		Ende		Dauer
	t	*h*	*t*	*h*	*t*	*h*		*t*	*h*	*t*	*h*	*t*	*h*	
Winter 1883—84	18	3,1	31,5	5,2	44	7,3	26	48	7,6	62,5	9,8	97	15,5	49
Sommer 1884. .	24	3,9	27	4,3	38	5,7	14	42	6,3	—	—	—	—	—
Herbst 1884 . .	17	3,4	21	4,0	32	5,9	15	33	6,2	36	6,7	41	7,5	8
Winter 1884—85	20	3,4	24	4,1	38	6,3	18	46,5	7,6	49,5	8,1	68,5	11,1	22
Sommer 1885 . .	12,5	2,3	22	3,5	38	5,6	25,5	48	6,6	57,5	7,7	62,5	8,3	14,5
Herbst 1885 . .	12	2,6	20	3,5	32	5,8	20	37	6,8	46,5	8,4	65	11,4	28
Winter	19	3,3	28	4,7	41	6,8	22	47	7,6	56	9,0	83	13,3	36
Sommer. . . .	18	3,1	24,5	3,9	38	5,7	20	45	6,5	57,5	7,7	62,5	8,3	17,5
Herbst	14,5	3,0	20,5	3,8	32	5,9	17,5	35	6,5	41	8,3	53	9,5	18
Jahr	16,5	3,1	23,5	4,0	36	6,5	19,5	40,5	6,8	49	8,3	63	10,2	22,5

Aus dieser Statistik scheint hervorzugehen, dass der Winter am günstigsten für die Entwickelung dieser Erscheinung ist, da der h-Wert für das Ende der Purpurlichter in dieser Jahreszeit am höchsten ist. Danach kommt der Herbst und dann der Sommer, im Frühling sind sie am wenigsten zu beobachten. Dies hängt vermutlich mit der relativen Feuchtigkeit am Beobachtungsorte (Basel) zusammen, welche denselben Gang hat. Dieser Umstand deutet, wie viele andere, darauf hin, dass die Purpurlichter hauptsächlich auf die in den oberen Schichten der Atmosphäre kondensierten Wassertröpfchen zurückzuführen sind.

Wie erheblich das Purpurlicht in dieser Zeit gegen gewöhnliche Verhältnisse verstärkt war, geht aus folgender Statistik über seine Intensität von Riccò hervor; unter Beob. steht die Anzahl von Beobachtern:

		1. Purpurl.	Beob.	2. Purpurl.	Beob.
1883	Dez.	8	9	8,2	8
1884	Jan.	8	5	8	5
	Febr.	5,4	10	2,2	9
	März	5,2	5	2,2	4
	April	3,3	14	0,9	13

Die Intensität des zweiten Purpurlichtes ändert sich nahezu wie das Quadrat der Intensität des ersten Purpurlichtes. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da das erste Purpurlicht auf einer einmaligen, das zweite auf einer zweimaligen Reflexion des Sonnenlichts an den suspendierten Staubteilchen beruht.

In den Wintermonaten 1884—1885 und 1885—1886 war noch eine kleine Zunahme des Purpurlichtes zu konstatieren. Diese rührt von den im Winter (in Italien) gewöhnlicheren Cirrus-Schleiern her.

Auch über die Höhe des ersten Purpurlichtes hat Riggenbach Beobachtungen veröffentlicht, deren Mittelwerte (aus 76 bezw. 35 Messungen) in folgender Tabelle wiedergegeben sind.

Tiefe der Sonne	Oberer Rand		Unterer Rand		Breite
	Winkelhöhe	Höhe	Winkelhöhe	Höhe	
2,25°	16°	2,6 km	16°	2,6 km	0°
2,5	25	3,5	13	3,2	12
3,0	28	5,4	9	4,5	19
3,5	34	7,9	7,5	6,2	26,5
4,0	33	10,6	6	7,7	27
4,5	26	13,4	5,5	9,5	20,5
5,0	20	16,0	5	11,3	15
5,5	16	18,6	3	11,3	13
6,0	12	20,7	—	—	—
6,5	8	21,4	—	—	—

Die Höhe nimmt zu, während die Sonne unter den Horizont sinkt. Das Purpurlicht besteht aus zwei Teilen, 1. dem eigentlichen Purpurlicht mit roten und orangefarbenen Strahlen, die, wie das Licht des Bishopschen Ringes senkrecht zu dem Radius nach der Sonne teilweise polarisiert sind, und 2. dem gewöhnlichen Himmelslicht mit hauptsächlich grünen und blauen Strahlen, die parallel zum genannten Radius polarisiert sind.

Polarisation des Himmelslichtes. Im Jahre 1809 entdeckte Arago, dass das blaue Himmelslicht teilweise polarisiert ist. Man kann diese Thatsache mit Hilfe eines gewöhnlichen Nicols konstatieren. Arago benutzte dazu ein Instrument, welches einen aus mehreren planparallelen Glasplatten, die schräg zur Sichtlinie liegen, zusammengesetzten sogenannten Glasstapel enthielt. Später wurde bei solchen Beobachtungen meist ein Savartsches Polariskop benutzt. Dasselbe besteht aus einem Nicolschen Prisma und zwei gleich dicken Quarzplatten, deren Flächen 45° gegen die Hauptachse geneigt sind und deren Hauptachsen gegen einander einen Winkel von 90° bilden. (Eine solche Anordnung wird unter anderem im Wildschen Polaristrobometer benutzt.) Wird teilweise polarisiertes Licht durch dieses Instrument beobachtet, so sieht

man im Gesichtsfeld eine Reihe von parallelen farbigen Interferenzstreifen, die in zwei Lagen verschwinden, in zwei anderen, die damit Winkel von 45⁰ bilden, eine maximale Intensität besitzen. Ist der mittlere Streifen dunkel, so steht die Schwingungsebene des Nicols senkrecht zur Schwingungsrichtung der einfallenden polarisierten Strahlen.

In jüngster Zeit ist von Jensen ein relativ einfaches und genaues Instrument, das Photometer von L. Weber, benutzt worden. Dasselbe besteht (Fig. 266) aus zwei Nicolschen Prismen *a* und *b*, von denen das erste entfernbar, das zweite drehbar ist; zu diesem Zweck ist es mit der Fassung *c* und der Skala *s* versehen. Davor liegt ein Lummer-Brodhunsches photometrisches Prisma *p* und eine Okularöffnung *o*. Zur Seite ist ein Knierohr eingesetzt, welches bei p_1 ein rechtwinkeliges Prisma enthält. Oberhalb des Knierohrs bei *r* kann ein Rauchglas angebracht werden. Man blickt bei *o* hinein und vergleicht die Helligkeit der durch das Hauptrohr *M* und der durch das Knierohr *N* einfallenden Lichtstrahlen. Will man die Lage der Polarisationsebene des Himmelslichtes feststellen, so entfernt man den Nicol *a* und ersetzt ihn durch ein Rauchglas von der Art, dass beim Drehen von *b* bisweilen das Licht aus *M*, bisweilen dasjenige aus *N* stärker erscheint. Bei zwei Stellungen von *b* ist die Helligkeit gleich. Die Bissectrix des Winkels zwischen diesen beiden Stellungen giebt die Polarisationsrichtung an. Um die relative Helligkeit der beiden Lichtkomponenten nach der Polarisationsrichtung und senkrecht dazu zu ermitteln, setzt man *a* wieder ein, stellt *b* in eine der genannten Richtungen ein und wählt ein Rauchglas *r* so, dass das aus *M* kommende Licht heller erscheint. Durch Drehung von *b*, bis gleiche Helligkeit eintritt, findet man für beide Fälle, um welchen Bruchteil der eine und der andere Lichtkomponent zu schwächen ist, damit sie gleich hell werden wie das aus *N* kommende Licht. Man lernt also ihre relative Stärke kennen. Um endlich die absolute Helligkeit des Himmelslichtes zu messen, stellt man vor *N* einen künstlich beleuchteten Schirm, der z. B. von 10000 cm² ebensoviel Licht senkrecht aussendet wie eine Normalkerze in horizontaler Richtung.

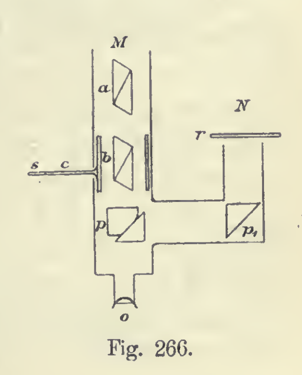


Fig. 266.

Arago fand bei seinen Untersuchungen, dass im allgemeinen das Himmelslicht senkrecht zu der Ebene polarisiert ist, welche durch das

Polarimeter, den beobachteten Punkt und die Sonne geht. Becquerel zeigte, dass die Polarisationsebene nur im Zenithpunkt genau diese Richtung hat. Die Abweichung beruht auf der Drehung der Polarisationsebene durch das erdmagnetische Feld. In der Nähe der Sonne ist die Polarisation sehr schwach. Um den sogenannten antisolaren Punkt (Gegensonne *G* in Fig. 267), der der Sonne *S* diametral gegenüber liegt, ist das Licht in der genannten Ebene (nennen wir sie Einfallsebene) polarisiert. In einem Punkte des grössten Kreises durch Zenith (*Z*) und Sonne (*S*) wird infolgedessen die Polarisation Null sein. Ein solcher sogenannter neutraler Punkt *A*, wurde von Arago in etwa 20—30⁰ Höhe über dem antisolaren Punkte aufgefunden.

Brewster, welcher wie Delezenne in Lille und Quetelet in Brüssel, unabhängig von Arago, aber später, die Polarisation des Himmelslichtes entdeckte, fand die wichtige Thatsache, dass der Aragosche neutrale Punkt nicht eine konstante Lage zum Gegenpunkt der Sonne hat, sondern nach Sonnenuntergang sich davon entfernt. Wenn die Sonne $11^0 5$ über dem Horizont steht, so liegt nach Brewster der Aragosche Punkt gerade am Horizont, beim Untergang der Sonne hat sich der Aragosche Punkt auf $18{,}5^0$ Höhe gehoben, am Ende der Dämmerung ist die Entfernung des Gegenpunktes der Sonne von dem neutralen Punkt auf 24^0 gewachsen. Kloeden und Busch fanden abweichend von Brewster, dass die genannte Entfernung vor Sonnenuntergang schwach abnahm und ein Minimum erreichte, wenn die Sonne $1{,}5\,^0$ unter dem Horizont stand, wonach sie schnell zu einem Maximum von etwa 24^0 beim Unsichtbarwerden wuchs.

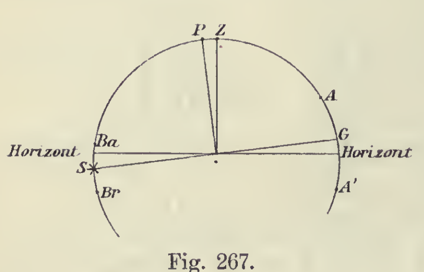


Fig. 267.

Andererseits muss die Polarisation an einigen Punkten zwischen der Sonne und ihrem Gegenpunkt ein Maximum erreichen. Diese Punkte (*P*) liegen nahezu senkrecht auf der Verbindungslinie Sonne—Auge, wie Arago fand. Jensen beobachtete die Polarisation des vom Zenith (*Z*) kommenden Lichtes bei verschiedener Sonnenhöhe. Er fand folgende ausgeglichene Mittelwerte, die bei den Einzelbeobachtungen durch Rauch und Wolken sehr stark verändert werden konnten.

Sonnenhöhe	Polarisation	Sonnenhöhe	Polarisation
— 6°	0,700	+ 26°	0,374
— 2	0,717	30	0,323
+ 2	0,681	34	0,274
6	0,650	38	0,222
10	0,579	42	0,175
14	0,528	46	0,137
18	0,477	50	0,110
22	0,425	53,8	0,102

Als Jensen diese Werte mit den für eine bestimmte Stunde berechneten verglich, fand er einen entschiedenen Gang der Differenzen, welcher für die Sommermonate (Juli) am meisten ausgeprägt war. Dieser Gang zeigt die tägliche Variation der Polarisation. Er ist nicht gross. Der Juli hat ein Maximum (0,012 über dem Mittel, um $4^h\,45^m$ nachm.). Das Minimum fällt etwa mit der höchsten Tagestemperatur zusammen um $1^h\,45^m$ nachm. und beträgt 0,017 (unter dem Mittel). Fürs ganze Jahr sind die betreffenden Werte 0,008 und — 0,010, von viel geringerer Grösse als die Störungen.

Andere neutrale Punkte sind von Babinet und Brewster aufgefunden. Der erste (*Ba*) dieser Punkte liegt ungefähr ebenso hoch über der Sonne wie der Aragosche Punkt über ihrem Gegenpunkt, und der zweite (*Br*), welcher sehr schwer zu beobachten ist, ebenso weit unter der Sonne (vgl. Fig. 267).

Vermutlich liegt ein vierter neutraler Punkt bei A', welcher noch nicht entdeckt ist, weil das Licht zu schwach ist, wenn er über dem Horizont steht.

Auch diese Punkte liegen nicht in ganz konstanter Entfernung von der Sonne. Nach Busch nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zu, während diese sinkt, und erreicht ein Maximum beim Sonnenuntergang (Sonnenhöhe — 0,5°). Sie nimmt dann wieder etwas ab, um später bis zum Unsichtbarwerden wieder zu steigen.

Riggenbach wies nach, dass der hellste Kreis des Bishopschen Ringes unpolarisiertes Licht enthält (1886). Dieser hellste Kreis war 14° von der Sonne entfernt, eine Entfernung, die bei sinkender Sonne zunahm. In 1886 waren ebenfalls die Babinetsche und Brewstersche Punkte von der Sonne im Mittel 14° entfernt. Pernter sprach deshalb die Meinung aus, dass die beiden Punkte in normalen Jahren

die einzigen wahrnehmbaren Reste des Bishopschen Ringes seien. Der Babinetsche Punkt verschob sich in den Jahren 1886 bis 1889 um ungefähr 7° gegen die Sonne. In derselben Zeit näherte sich der Aragosche Punkt der Sonne um 2°.

Dass die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne zunimmt, wenn sie gegen den Horizont sinkt, oder wenn die Luft viel Staub enthält (1883), lässt sich offenbar auf dieselbe Ursache zurückführen. Die Polarisationsrichtung des Lichtes aus der Nähe der Sonne zeigt an, dass es von Staubteilchen reflektiert ist. Das blaue Himmelslicht ist dagegen senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Je weiter von der Sonne man den Beobachtungspunkt wählt, desto mehr überwiegt das blaue Himmelslicht. Es muss also einen Punkt (im Vertikal der Sonne) geben, wo die beiden Polarisationen gleich gross sind und das ist eben der neutrale Babinetsche Punkt. Je mehr reflektierende Partikelchen vorhanden sind, desto weiter muss er sich von der Sonne entfernen.

Die Polarisation des blauen Himmelslichtes ahmte Tyndall experimentell mit seinen sogenannten aktinischen Wolken nach. Bei Beleuchtung verschiedener, stark wärmeabsorbierender Dämpfe (z. B. Amylnitrat), fällt eine zarte Wolke aus sehr kleinen Tröpfchen aus, welche blaues Licht in den zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Richtungen ausstrahlt. Dieses Licht ist in einer zur Einfallsebene senkrechten Richtung sehr stark polarisiert. Diese Polarisation folgt ganz anderen Gesetzen als die Polarisation bei Reflexion an grösseren Partikelchen. Die maximale Polarisation liegt in einer zum beleuchtenden Lichtstrahl senkrechten Ebene. In anderen Richtungen ist die Polarisation geringer. Tyndall konnte sogar neutrale Punkte auffinden, die durch Mischung des „blauen“ Lichtes und gewöhnlichen reflektierten Lichtes entstanden. Er hatte also eine vollkommene Analogie des Himmelslichtes gefunden. Lord Rayleigh unterwarf diese Erscheinungen einer analytischen Behandlung unter der Annahme, dass die Licht zerstreuenden Partikelchen kleiner als die Wellenlänge des Lichtes (0,00035 mm) seien und zeigte, dass die Erscheinungen vollkommen mit der Lichttheorie übereinstimmen.

Im allgemeinen war die Polarisation des blauen Himmelslichtes nach der Krakataueruption geringer als unter gewöhnlichen Umständen.

Auch bei Schneegestöber, durch welches die Sonne hindurchleuchtet, nimmt die Entfernung des Babinetschen Punktes von der Sonne stark zu.

Von Wasserflächen oder auch vom Erdboden, z. B. bei Schneebedeckung reflektiertes Licht kann den unpolarisierten Anteil des Himmelslichtes stark erhöhen.

Bei seinen Beobachtungen über die Sonnenabstände der neutralen Punkte bemerkte Busch im Jahre 1891, dass diese Abstände wieder in Zunahme begriffen waren. Da keine namhaften Vulkanausbrüche in dieser Zeit bekannt waren, richtete Busch seine Aufmerksamkeit auf die solaren Ausbrüche und fand in der That für die Periode 1886—1895 einen übereinstimmenden Gang in diesem Abstand und der Sonnenthätigkeit, was in bester Übereinstimmung mit anderen Erfahrungen steht.

Die Höhe der neutralen Punkte beim Sonnenuntergang und die Sonnenfleckenfrequenz in den Jahren 1886—1895 hat Busch in folgender Tabelle zusammengestellt:

	1886	87	88	89	90	91	92	93	94	95	Mittel
Aragos Punkt	20,1	19,7	18,4	17,8	*17,7*	20,6	19,6	20,2	**20,7**	18,8	19,4
Babinets Punkt	23,9	21,9	17,9	16,8	*15,4*	23,3	21,4	**24,2**	23,3	19,0	20,7
Sonnenflecken	25,1	19,1	6,7	*6,1*	6,5	35,6	73,8	**84,9**	78,0	63,9	

Die Entfernung der neutralen Punkte vom Horizont zeigt genau denselben Gang wie die Sonnenflecken nach Wolfers Relativzahlen, nur kommen die Minimal- bezw. Maximalwerte der Entfernungen etwas später (ungefähr 1 Jahr) als die entsprechenden Werte für die Sonnenflecken, was ja nicht all zu sonderbar erscheint. Der Sonnenstaub (vgl. S. 863) wird nämlich ebenso wie der Krakataustaub einige Zeit brauchen, um zur Erde hinunter zu fallen.

Im Wolkenlicht fand Arago keine Polarisation, Soret machte es jedoch wahrscheinlich, dass es unter Umständen polarisiert sein kann. Jensen bringt die schwache tägliche Periode der Polarisation mit der Wolkenmenge in Zusammenhang.

Soret fand bei Nebel am Horizont vier neue neutrale Punkte in der Nähe der Sonne und ihres Gegenpunktes und auf derselben Höhe wie diese (*S* und *G*). Diese neutralen Punkte waren schon früher von Cornu kurz nach der Krakatau-Eruption im Himmelslicht aufgefunden.

Cornu fand, dass bei Vollmond die Polarisation dieselbe war wie bei Sonnenbeleuchtung. Die Stärke der Polarisation nimmt nach Piltschikoff mit der Stärke des Mondlichtes ab, so dass bei Neumond die Polarisation Null ist — eine sehr eigentümliche Erscheinung, die von einigen Versuchen von Pernter bestätigt zu werden scheint.

Wenn man ein Polarimeter auf den Nordpol des Himmels einstellt so ist das Licht dieses Punktes nach dem oben gesagten immer au den Stundenkreis der Sonne senkrecht polarisiert. Bei der Einstellung des Polarimeters in diese Ebene kann man einen Zeiger die Drehungen des polarisierenden Apparates im Instrument mitmachen und gleichzeitig über ein Ziffernblatt gleiten lassen, dessen Rand mit den Ziffern 1—24 gezeichnet ist. Der Zeiger giebt dann die Stunde an, wenn das Ziffernblatt einmal einjustiert ist. Dieser Demonstrationsapparat der Polaruhr genannt wurde, ist von Wheatstone konstruiert worden Eine kleine Abweichung wird durch die erdmagnetische Drehung verursacht.

Ebenso wie die Staubpartikelchen der Luft das diffuse Himmelslicht polarisieren, so geben auch die Staubpartikelchen des Seewasser zu einer ähnlichen Erscheinung Anlass. Soret fand in der That be Untersuchung des Lichtes im Wasser des Genfer-Sees, dass eine maximale Polarisation beobachtet wird, wenn das Polarimeter senkrecht au die Richtung der Lichtstrahlen im Wasser eingestellt ist. Wenn di Oberfläche des Wassers durch Wellen gekräuselt wurde, so nahm dies maximale Polarisation stark ab, indem die Lichtstrahlen nicht meh untereinander parallel waren, sondern grosse Winkel miteinande bildeten.

Hagenbach fand, dass das diffuse Licht, welches die sogenannt Luftperspektive hervorruft, ebenfalls polarisiert ist. Der blaue Duns oder Hauch, welcher zwischen dem Beobachter und entfernten Gegenständen liegt und sie in einen weichen Schleier einhüllt, rührt hauptsächlich von polarisiertem Licht her und kann demzufolge mit Hilf eines Nicols zum grossen Teil entfernt werden. In dieser Weise geling es, die Conturen entfernter Gegenstände schärfer zu sehen als ohn Zwischenschaltung des Nicols.

Das Alpenglühen. Diese prachtvolle Erscheinung, welche bisweilen an Abenden oder Morgen mit reiner Luft besonders an weisser Kalkfelsen oder schneebedeckten Bergabhängen sich zeigt, wird folgendermaassen von v. Bezold beschrieben.

„Bei einer Höhe der Sonne von etwa 2^0 fangen die Berge an, lebhaft rot zu werden, was sich gegen Sonnenuntergang in einer Weis steigert, die man nicht besser als eben durch das Wort „Glühen“ bezeichnen kann. Sowie nun die Sonne mehr und mehr hinabsinkt, steig der Schatten von unten an den Bergen empor, und entzieht bald auc den höchsten Gipfeln das Licht, so dass sie nun alle fast farblos gra

nd kalt dastehen. Doch schon nach wenigen Minuten fangen sie ieder an, etwas heller zu werden, und zwar zuerst schwach gelblich eiss, bis sie allmählich in einen oft ziemlich lebhaften fleischroten Ton bergehen. Dieses Phänomen, das sogenannte Nachglühen, tritt immer leichzeitig mit dem ersten Purpurlicht auf, und ist nur durch das-·lbe hervorgebracht. Obwohl wieder Schatten und Licht aufs ntschiedenste an den Bergen auftreten, so sind doch alle Schatten hlecht begrenzt, wie sich bei der grossen Fläche, welche jetzt als ichtquelle dient, erwarten lässt; diese grosse Menge diffusen Lichtes ebt der Beleuchtung etwas ungewöhnliches, magisches, wodurch sie e Phantasie des Beschauers so eigentümlich anregt. Das Verschwinden eser Beleuchtung geschieht nicht sowohl durch das Emporsteigen von hatten wie das erste Mal, sondern vielmehr durch ein allmähliches bklingen der Farben. Das Fleischrot geht zuerst in einen hellen, dann mer dunkler aschfarbenen Ton über, bis endlich die Nacht hinein-richt und allem Farbenspiele ein Ende macht. Ich erinnere mich doch manchesmal auch noch an ein zweites, freilich sehr schwaches, doch merhin unverkennbares Nachglühen beobachtet zu haben, welches dem veiten Purpurlichte entspricht."

„Im Chamounithale sind besondere ausserordentlich bezeichnende amen für diese Erscheinungen üblich. Man unterscheidet nämlich selbst am Montblanc die „coloration brillante", welche noch von den tzten direkten Sonnenstrahlen herrührt, darauf die „teinte cadavereuse", nn „la resurrection du Montblanc", nämlich das Nachglühen, und end-h „l'extinction".

„Die Angabe der genannten Forscher (die Brüder Schlagintweit), ss sie niemals des Morgens ein Analogon des Nachglühens beobachtet tten, ist mir geradezu unverständlich, da ich (und auch Necker), ob-ohl ich mich nicht gerade zu häufig vor Sonnenaufgang im Freien funden habe, doch an jedem hellen Morgen, wo dies der Fall war, zu r entsprechenden Zeit die Berge mit rosafarbenem, ausserordentlich ffusem Lichte übergossen fand. (In Partenkirchen im bairischen Hoch-nde kann man diese Erscheinung am Zugspitzgebirge aufs Pracht-llste beobachten, während die grosse Wand des Wetterstein für das achglühen am Abend ausserordentlich günstig liegt.) Die rosa und rpurnen Töne sind des Morgens vorherrschend, während die feurigeren inten, das Orange und das Rote, wie man es des Abends beobachtet, eit sparsamer vertreten sind, und gewiss mit vollem Rechte als Vor-ten schlechten Wetters betrachtet werden."

Amsler will diese Erscheinung in anderer Weise erklären. Bei Sonnenuntergang an klaren Abenden entsteht eine heftige Strahlun der Erde, so dass sich die untere Luft schnell abkühlt. Es bildet sic eine starke Temperaturinversion aus, welche eine Art Kimmung zu Folg hat. Die Sonne, welche schon unter den Horizont gesunken war, erschein dann wieder. Diese Wahrnehmung soll nicht selten in den Alpe gegenden gemacht werden. Amsler giebt sogar an, er habe von Rigl aus die Sonne nach ihrem Untergang zweimal wieder auftauchen un untergehen gesehen. Das Nachglühen der Alpen sollte von der direkte Beleuchtung durch die wiederauftauchende Sonne herrühren.

Da nun das erste Purpurlicht etwa 15—40 Minuten nach dem astro nomischen Sonnenuntergang eintritt, ist es leicht, die ältere Theorie z prüfen. Diejenige von Amsler könnte durch Beobachtungen über da gleichzeitige Wiederauftauchen der Sonne und Eintreten von Nachglühe geprüft werden. Die v. Bezoldsche Schilderung des Nachglühen ebenso wie die Messungen von R. Wolf, sind nicht für die Amslersch Theorie günstig.

Die Intensität des Himmelslichtes. Während das von de Atmosphäre durchgelassene Licht, wie die oben angeführten Messunge von Abney und Langley zeigen, prozentisch viel weniger blaue Strahle enthält als das ungeschwächte Sonnenlicht, muss natürlich das umge kehrte für das diffus reflektierte Himmelslicht gelten. Dies ist auc der Grund der blauen Farbe des diffusen Himmelslichtes.

Zum Verständnis des blauen Himmels versuchte man erst physiolo gische Erklärungsgründe herbeizuziehen. Ein Teil Wahrheit liegt diese Versuchen zu Grunde, indem das Auge für schwache Lichteindrück bei blauen Tönen empfindlicher als bei roten Tönen ist. Deshalb habe die vom Mondlicht beleuchteten Gegenstände einen bläulichen Ton, wa auch auf Gemälden stark hervorgehoben wird. Dies ist der Fal obwohl das Mondlicht nicht bläulich, sondern gelblich gefärbt ist Langley, der dies untersucht hat, vergleicht den Farbenton der Mond oberfläche mit derjenigen von gelbem Sandstein.

Dieser physiologische Umstand bedingt jedoch nur einen äusserst ge ringen Teil der Blaufärbung des Himmels und die unvergleichlich wirk samste Ursache der blauen Farbe des Himmels ist in Lord Rayleigh Theorie zu finden. Die erste Beobachtung, welche zu dieser Theori führte, wurde von Forbes gemacht, welcher sah, wie die Sonne durcl einen Dampfstrahl dicht über dem Sicherheitsventil eines Dampf kessels gesehen, stark rot gefärbt erschien. Gesehen durch den Teil de

Dampfstrahls, in welchem grössere Wassertropfen vorkamen, erschien die Sonne weisslich. Tyndall verbesserte diese Beobachtung, indem er die aktinischen Wolken studierte. In jüngster Zeit hat Pernter eine sehr eingehende experimentelle Untersuchung über diesen Gegenstand ausgeführt, wobei er das Rayleighsche Gesetz prüfte. Er benutzte Emulsionen, die er durch Eingiessen von alkoholischen Lösungen von Mastix in Wasser bereitete. Diese Emulsionen wurden beim Stehen weisslicher (nach 48 Stunden). Durch Veränderung der zugesetzten Mastix- und Alkoholmenge konnte er Emulsionen von verschiedenen Farben, von tiefblau bis milchweiss, erhalten. Die Emulsion befand sich in einem Glastrog und wurde mittelst einer elektrischen Lampe von vorn beleuchtet. Das Licht durchstrich vorher einen Prismensatz, wobei verschiedene Farben abgeblendet werden konnten. Das zur Seite ausgestrahlte Licht wurde mit einem Polarimeter von Cornu untersucht. Die Polarisation zeigte sich nun um so geringer, je milchiger die Emulsion erschien, d. h. je grösser die reflektierenden Teile waren. Bei schön blauen Emulsionen war das Grün am stärksten, das Rot am wenigsten polarisiert. Dasselbe gilt für das Himmelslicht. Bei stark weisslichen Tönen ist das Rot am stärksten, das Blau am wenigsten polarisiert. In diesem Fall sind die reflektierenden Teilchen noch klein gegen die Wellenlänge des roten Lichtes, dagegen verhältnismässig gross gegen diejenige des blauen. Erst wenn die trübenden Teilchen im Verhältnis zur Wellenlänge des Lichtes klein sind, ist die Rayleighsche Theorie anwendbar, und dann ist alles Licht vollkommen polarisiert. In Wirklichkeit ist dies nie erfüllt, und die Stärke des diffus reflektierten Lichtes ist infolgedessen nicht streng der vierten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional.

Zum Studium des Himmelslichtes hat Crova ein Spektrophotometer benutzt. Zwei Spektra, das eine von dem Lichte eines Punktes des Himmels, das andere von einem Carcelbrenner herrührend, erschienen im Spektroskop gleichzeitig übereinander. Durch Drehung eines von zwei Nicols, die in den Weg des künstlichen Lichtes geschaltet waren, konnte er dasselbe beliebig abschwächen, bis die Helligkeit einer bestimmten Farbe in den beiden Spektra gleich war. In derselben Weise konnte er direktes (abgeschwächtes) Sonnenlicht mit dem Licht der Lampe vergleichen. So konnte er alle Beobachtungen auf die relative Stärke des Sonnenlichtes in verschiedenen Teilen des Spektrums reduzieren. Einige ähnliche Messungen waren schon in England von Lord Rayleigh und in Potsdam von Vogel ausgeführt worden. Crova setzte die Relativzahl für $\lambda = 0{,}565\ \mu$ gleich 1 und erhielt so für die Stärke des

Himmelslichtes vom Zenith im Vergleich zum Sonnenlicht folgend Zahlen (vgl. S. 501):

λ	0,635	0,600	0,565	0,530	0,510
$(0{,}565:\lambda)^4$	0,627	0,786	1,000	1,281	1,506
England (Rayleigh)	0,586	0,786	1,000	1,303	1,515
Potsdam (Vogel)	0,630	0,760	1,000	1,260	1,460
Montpellier Jan. 1890	0,491	0,702	1,000	1,360	1,800
„ Mittel 1890	—	0,713	1,000	1,300	—
Mont Ventoux 3. Sept. 1890	0,421	0,662	1,000	1,320	2,074
„ „ 3. Aug. 1890	0,737	0,824	1,000	1,120	1,302

Die Beobachtung von Lord Rayleigh stimmt recht gut mit de Theorie überein. Man kann indessen Fälle auffinden, in welchen da Blau des Himmels weniger ausgeprägt ist, als die Theorie verlang z. B. in Potsdam und noch mehr in den Ziffern von Mont Ventoux vo 3. Aug. 1890. Diese Daten waren absichtlich an einem Tage aufgenomme an dem das Himmelslicht sehr blass erschien. Das andere Extre findet man repräsentiert in der Beobachtung vom Mont Ventoux vo 3. Sept. 1890, an welchem Tag der Himmel äusserst rein blau wa In derselben Richtung bewegen sich die Ziffern vom Jan. 1890, di in Montpellier gewonnen sind. Diese Abweichung von den Forde rungen der Theorie glaubt Crova darauf zurückführen zu könne dass die reflektierenden Partikelchen nicht alle gleich gross sind, un dass an den sehr klaren Tagen die sehr kleinen Partikelchen Übergewich haben, an den Tagen mit blassem Himmel dagegen die gröberen.

Das reinste Himmelsblau zeigt (in Montpellier) der Winter, be sonders Januar, fast ebenso rein Herbst und Frühling, der Somme hat einen weisseren Himmel. Der Unterschied ist jedoch nicht sehr gros Am Morgen ist der Himmel am reinsten, danach am Abend, zu Mittagszeit ist er mehr weisslich.

Mit Hilfe des oben beschriebenen Photometers hat L. Weber di Stärke der Tageshelle zu verschiedenen Jahreszeiten mit derjenigen eine in bestimmter Weise beleuchteten Milchglastafel verglichen. Er fan auf diese Weise, dass in Kiel die mittlere Tageshelle der Sommer sonnenwendezeit (am Mittag) elf mal heller ist als die der Wintersonnen wendezeit.

Irrlichter oder Irrwische. Unter diesen Namen versteht ma eigentümliche kleine Flammen, welche besonders über sumpfigen Stelle

erscheinen. Viele haben Zweifel über das Vorkommen dieser Erscheinung geäussert, jedoch giebt es so viele gut verbürgte Mitteilungen über ihr Auftreten, dass man wohl ihre Realität zugeben muss. Müller-Erzbach hat vor Kurzem die betreffenden Angaben gesammelt. Eine der sichersten älteren Beobachtungen ist diejenige von Bessel, welcher am 2. Dezember 1807 früh morgens bei vollkommener Dunkelheit und regnerischem Wetter einige hunderte solche Flämmchen beobachtete. Bessel sass in einem Boot und sah die Flämmchen in etwa 20 Schritt Entfernung über einem ausgegrabenen Moorgrunde, der teilweise mit Wasser bedeckt war, aufsteigen. Sie hatten eine bläuliche an diejenige der Wasserstoffflamme erinnernde Farbe von äusserst geringer Lichtstärke, indem sie den Boden nicht erleuchteten. Sie brannten etwa 15 Sekunden und einige derselben schienen sich gruppenweise seitwärts zu verschieben. Diese Verschiebung wird meist als nur scheinbar angesehen und soll darauf beruhen, dass einige Flämmchen von unten nach oben verlöschen, während neue Flämmchen in der Nachbarschaft auftauchen. Diese Irrlichter wurden bei Bremen beobachtet.

Diese kleine Flämmchen, die oft nur Kerzenflammengrösse besitzen, kommen meist in grosser Menge gleichzeitig vor. Bisweilen beobachtet man grössere (meterhohe) Flammen, die dann vereinzelt oder in geringer Zahl vorkommen. Tschudi sah über einem Sumpf in Brasilien an einem regnerischen Dezemberabend ein rotgelbes, einer Pechfackel ähnelndes, 15 Minuten dauerndes Licht, das von mehreren, bald erlöschenden, bald wieder auftauchenden kleinen Flämmchen umgeben war. A. v. Humboldt erzählt, dass in Cumana, Venezuela, grössere in weiter Entfernung bei Nacht sichtbare Flammen häufig auf den Wiesen beobachtet wurden, welche jedoch das dürre Gras nicht anzuzünden vermochten. In den meisten Fällen scheinen sie keine merkliche Wärme noch Geruch zu entwickeln. So z. B. steckte List seine Hand in eine Irrlichtflamme im Fuldathal, ohne Wärme zu fühlen, Brakenhoff wollte eine Irrlichtflamme auf einem Moor in Oldenburg mit der Hand greifen, sie erlosch dabei, er fühlte keine Wärme. Knorr, später Professor der Physik in Kiew, beobachtete auf einer feuchten Wiese an der Elster mehrere Irrlichter. In einer derselben, eine aussen violette, innen schwach gelbe Flamme von 1,5 Zoll Breite und 5 Zoll Höhe, liess er während einer Viertelstunde den messingenen Beschlag seines Stockes hineinragen, der jedoch dadurch nicht erwärmt wurde. Dagegen gelang es Filopanti, der ein Stück Werg mit seinem Stock in eine über 10 cm breite, schwach rauchende Irrlichtflamme in der Nähe von Bologna hin-

einsteckte, dasselbe zu entzünden. Diese Beobachtung scheint recl alleinstehend zu sein.

Da es Gase, z. B. ein Phosphorwasserstoffgas, giebt, welche sich beim Entweichen in der Luft von selbst entzünden, glaubte man früher, das die Irrlichter durch Phosphorwasserstoff enthaltende Gase, die von ver modernden organischen Körpern herrührten, verursacht seien. Gegen dies Ansicht streitet die Geruchlosigkeit, die Abwesenheit von festen Ver brennungsprodukten und der Mangel an Wärmeentwickelung, da Phos phorwasserstoff stark riecht und einen dicken Rauch von Phosphorsäur unter starker Wärmeentwickelung abgiebt. In vielen Beziehungen ähnel die Irrlichter den Elmsfeuern, die auch weder Wärme noch Rauch geben dagegen nach Ozon riechen. Ausserdem sind die Irrlichter in Deutsch land am häufigsten im Winter und bei Niederschlag ganz wie das Elms feuer (vgl. S. 585 u. 587). Häufig werden sie auch an gewitterreiche Tagen beobachtet. Obwohl einige Beobachter, wie Brakenhoff, di bald nach Irrlichtern Elmsfeuer gesehen haben, sie ganz andersartig fanden hält sich daher bei Vielen die Ansicht, dass die Irrlichter eine Elmsfeuer erscheinung auf flacher Erde seien. Die Irrlichter scheinen zufolge de fortschreitenden Drainierung des Bodens seltener zu werden.

XVI. Atmosphärische Elektrizität.

Methoden. Durch die Untersuchungen Franklins und seiner Nachfolger war es erwiesen, dass ein mit Spitzen versehener Drachen Elektrizität aus den Wolken ansammelt. Es zeigte sich bald bei ähnlichen Versuchen, dass die Anwesenheit von Wolken gar nicht nötig war, man sammelte folglich Elektrizität aus der Luft auf. Man richtete sich zum Studium dieser Erscheinung erst so ein, dass man am unteren Ende einer isolierten Blitzableiterstange ohne Erdleitung ein Elektroskop anbrachte. Zur Verhütung von Unglücksfällen war dieses Ende mit einer Kugel versehen, der in geringer Entfernung eine andere zur Erde abgeleitete Kugel gegenüber stand, so dass starke Ladungen zur Erde übergehen konnten.

Bald fand man, dass die Wirkung der Blitzableiterspitzen ziemlich unregelmässig ist. Man ging dann zu folgender Beobachtungsmethode über, welche von Lamont, Dellmann, Peltier und Quetelet benutzt wurde. Eine auf einer isolierenden Stange befestigte Hohlkugel aus Metall wurde in die Höhe gehoben (gewöhnlich über das Dach des Beobachtungshauses). Wenn sie eine bestimmte Höhe erreicht hatte, wurde sie mittelst eines Metalldrahtes kurze Zeit zur Erde abgeleitet, dann in isoliertem Zustand in das Beobachtungszimmer hinuntergebracht und mit einem Elektrometer in Verbindung gesetzt. Der Ausschlag des Elektrometers war der Ladung der Kugel proportional.

Wie wir unten sehen werden, ist die Erdoberfläche mit negativer Elektrizität geladen. Die Kugel kann während ihrer Ableitung zur Erde als eine auf derselben angebrachte Spitze angesehen werden, auf welcher die Elektrizität sich vorzugsweise ansammelt. Die Ladung der Kugel ist der Dichte (μ) der Ladung der Erde proportional, welche nach der Beziehung:

$$\mu = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dn}$$

dem Potentialfall dV/dn der Elektrizität in der Luft proportional ist:

Es ist eigentlich dieser Potentialfall (Zunahme des Potentials in Volt pr. Meter Höhe), den man bei luftelektrischen Messungen zu bestimmen sucht. Wenn man in der letzten Formel μ in elektrostatischen Einheiten pr. cm² zählt, so muss man das Potential in den entsprechenden Einheiten (jede gleich 300 Volt) und die Höhe n in cm. rechnen.

Beobachtet man nicht an der Erdoberfläche, sondern höher in der Luft, so hat man unter μ die Elektrizitätsmenge zu verstehen welche in einer vertikalen und von dem Beobachtungspunkte bis zur Erdoberfläche reichenden, die Erdoberfläche einschliessenden Säule von 1 cm² Querschnitt sich befindet. Steigt demnach dV/dn mit der Höhe so ist μ grösser als an der Erdoberfläche, d. h. über der Erdoberfläche befindet sich ebenso wie auf ihr selbst eine negative Ladung. Nimmt dagegen dV/dn mit zunehmender Höhe ab, so enthält die Luft unter dem Beobachtungspunkt positive Elektrizitätsmengen. Wenn man als dV/dn auf verschiedenen Höhen bestimmt, so kann man die elektrische Ladung sowohl der Erdoberfläche als auch der Luft in verschiedener Höhe ermitteln.

Zur Auswertung der Zunahme dV/dn des Potentials mit der Höhe, muss man das Potential an einem bestimmten Punkt in der Luft messen können. Zunächst haben Spitzen, obgleich in sehr unvollkommenem Grade, die Eigenschaft durch Ausströmung von Elektrizität (annähernd) das Potential der umgebenden Luft anzunehmen. Viel besser funktioniert eine Flamme (Volta), z. B. die einer gewöhnlichen Stearinkerze, welche Elektrizität aus ihrer Spitze ausströmen lässt, bis dieselbe das Potential der Umgebung angenommen hat. In ähnlicher Weise, aber weniger sicher wirkt eine rauchende Lunte. Da ein Licht leicht durch den Wind gelöscht wird, hat man in jüngster Zeit diese Vorrichtungen mit gutem Erfolg durch in Lösungen von radioactiven Substanzen (Uranium, Radium, Polonium) getränktes Papier ersetzt. Exner giebt an, dass auf diese Weise präpariertes Polonium-Papier seine Empfindlichkeit mehrere Monate hindurch erhält.

Diese letzten Einrichtungen sind bei transportablen Apparaten sehr brauchbar. Bei festen Stationen kann man den Wasserkollektor von Lord Kelvin benutzen. Dieser besteht aus einer mit einer Ausflussöffnung versehenen wassergefüllten Flasche. Der ausfliessende Wasserstrahl zerreisst an einem bestimmten Punkt in kleine Tropfen, die so lange Elektrizität mitführen, bis das Potential des Gefässes gleich demjenigen der umgebenden Luft an der Zerreissungsstelle des Wasserstrahles geworden ist.

Man kann nach einer der angegebenen Methoden einem Körper das Potential der Luft an einer bestimmten Stelle erteilen. Setzt man diesen Körper in leitende Verbindung mit einem Elektrometer, so kann man folglich das Potential an dem gegebenen Punkte ausmessen.

Als Elektrometer benutzte man früher ein Modell von Dellmann, in neuerer Zeit sind das Thomson-Mascartsche Instrument für genauere Beobachtungen, das Elektrometer von Exner bei Beobachtungen auf Reisen, am meisten gebräuchlich. Beim Exnerschen Elektrometer (Fig. 268) wird der Ausschlag zweier Aluminium-Blättchen *b* beobachtet, die an den vertikalen Metallstreifen *s* geklebt sind. *s* trägt den Metallknopf *K*, das ganze ist von einem zur Erde abgeleiteten cylindrischen Metallgehäuse *M* umgeben. *s* ist oben (oder in neueren Instrumenten unten) vermittelst eines guten Isolationsmittels (am besten Bernstein) in *M* eingesetzt. Wenn das Instrument nicht benutzt wird, schiebt man die Metallbacken *DD* zum Schutze der Blättchen *bb* hinein. Am Gehäuse *M* ist ein mit Klemmschraube *L* versehener Metallansatz und darin ein Stab zum Aufstellen des Instruments angebracht. Die gläsernen Seitenplatten des Cylinders sind zum grössten Teil mit Stanniol beklebt. Auf der einen ist der Platz für eine eingravierte Skala freigelassen, an der man den Ausschlag der Blättchen abliest. Eine empirisch entworfene Tabelle giebt das einem bestimmten Skalenteile entsprechende Potential an.

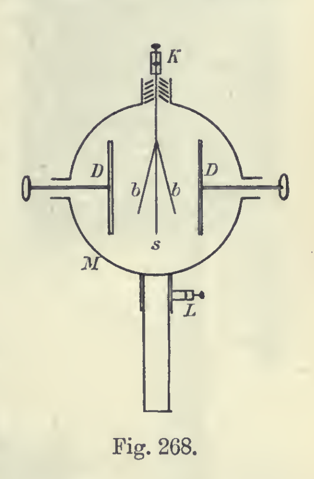


Fig. 268.

Bisher herrschte grosser Mangel an luftelektrischen Messungen, weil es an einem registrierenden Elektrometer fehlte. Diese Lücke ist jetzt von Benndorf ausgefüllt worden. Fig. 269 zeigt das von ihm konstruierte selbstregistrierende Elektrometer, welches in letzter Zeit schnell Eingang in geophysische Institute gefunden hat.

Rechts sieht man eine Uhr *U*, welche alle 10 Minuten einen Kontakt in der Leitung von den unten stehenden Leclanché-Elementen *L* schliesst. Der Strom geht durch eine elektromagnetische Drahtspule (unterhalb *S*), welche einen Anker *A* anzieht, der einen in dem Elektrometer *E* befindlichen mit der Elektrometernadel verbundenen Zeiger *Z* gegen einen Papierstreifen *P* drückt. Während des Stromschlusses, der etwa 5 Sekunden dauert, macht *Z* eine Marke auf dem Papierstreifen.

Wenn der Kontakt aufgehoben ist, schiebt der Anker *A* den Papierstreifen *P*, welcher sich allmählich von der Rolle *R* abwickelt, ein Stück weiter. Das Elektrometer *E* ist ein gewöhnliches Quadrantenelektrometer mit bifilar aufgehängter Nadel, die durch ein in die freie Luft hinausragendes Radiumpräparat das Potential der Luft annimmt. Die Quadranten werden mit einer Batterie von Kalomelelementen, die keinen merklichen Temperaturkoefficienten besitzen, geladen. Die Elektrometernadel macht einen grössten Ausschlag von etwa 45 mm nach jeder Seite. Durch Verschiebung der Bifilaraufhängung, sowie durch Änderung der Anzahl der Kalomelelemente kann die Empfindlichkeit nach Belieben geändert werden.

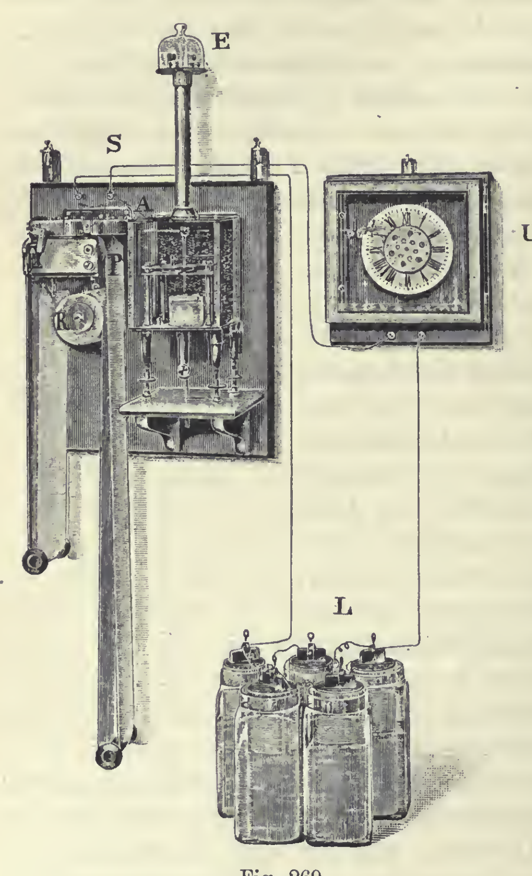


Fig. 269.

Eigentlich sollte man das Potentialgefälle nur über glattem Erdboden bestimmen. Um Häuser, Bäume, Bergspitzen u. s. w. nehmen die Potentialflächen (vgl. Fig. 270) einen sehr unregelmässigen Verlauf an, so dass es unmöglich ist, den Absolutwert des Potentialfalles pro Meter in der Nähe solcher Gegenstände zu bestimmen. Zur Bestimmung von Relativwerten sind dagegen solche Punkte sehr wohl verwendbar. Der Potentialunterschied zwischen einem solchen Punkt und der Erde ist nämlich dem gleichzeitigen Potentialfall pro m proportional. Man bestimmt also ein(oder zur Kontrole einige)mal den absoluten Betrag des Potentialfalles auf offenem Felde und gleichzeitig das

Potential an einem bestimmten Punkte der Beobachtungsstation, wobei dasjenige der Erde wie gewöhnlich, gleich Null gesetzt wird. Daraus berechnet sich der Korrektionsfaktor, mit dessen Hilfe man eine Bestimmung des Potentiales an diesem Punkt in eine des Potentialfalles zur selben Zeit umrechnen kann. Gewöhnlich wählt man als solchen Punkt einen Platz vor einem Fenster, wo der Kollektor eine genau fixierte Lage hat. Bisweilen nimmt man zur Vermeidung von Extremwerten mehrere solche Punkte längs eines horizontalen nichtleitenden Stabes.

In letzter Zeit haben die Beobachtungen des Potentialfalles bei Luftschifffahrten grosses Interesse erregt. In diesem Fall hat man nicht wie bei gewöhnlichen Beobachtungen die Möglichkeit, das Potential der Erde zum Vergleich (Nullpunkt) zu nehmen. Man benutzt daher zwei Kollektoren, die in bestimmter vertikaler Entfernung (h) von einander aufgehängt sind, und beobachtet die Potentialdifferenz (V) zwischen diesen. Der Quotient $V:h$ ist in diesem Fall der Wert des Potentialfalles. Auch hat man Einrichtungen getroffen, dass h leicht verändert werden kann. Man hat vielfach Befürchtungen geäussert, dass der Ballon eine ähnliche störende Rolle spielt wie die Erhebungen am Boden, oder sogar durch Eigenladungen (durch unvermeidliche Reibungen des seidenen Ballonstoffes) oder mangelhafte Isolation die Beobachtungen unsicher macht. Durch Kontrolproben mit Kollektoren, die in verschiedener Entfernung vom Ballon und in horizontaler Richtung von der Gondel angebracht waren, sowie Isolationsproben ist man jedoch zu der Ansicht gelangt, dass diese Störungen vernachlässigt werden können (Tuma). In jüngster Zeit sind wiederum die Beobachtungen im Ballon wegen der Leitfähigkeit der Luft angezweifelt worden (vgl. S. 901).



Fig. 270.

Geographische Verteilung der Luftelektrizität. Man hat auf diese Weise eine grosse Menge von Beobachtungsmaterial gesammelt,

wovon leider das ältere nur aus Relativzahlen besteht. Es sind eigentlich nur die Reisebeobachtungen von Elster und Geitel, sowie Exner und seinen Schülern, denen man die noch unvollständigen Kenntnisse über den Potentialfall an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche zu verdanken hat.

Für Wolfenbüttel fanden Elster und Geitel Werte des Potentialfalles (in Volt pr. Meter), welche zwischen 80 im Sommer und 400—500 im Winter liegen. Die Werte sind nur bei reinem Himmel beobachtet, Wolken üben eine sehr störende Einwirkung aus. Bei wolkenbedecktem Himmel kommt es vor, dass das Potential anstatt wie bei schönem Wetter mit der Höhe zu steigen, einen umgekehrten Gang zeigt, und häufig springt der Potentialfall bei solchen Gelegenheiten von ausserordentlich grossen negativen zu ebenso grossen positiven Werten über oder umgekehrt.

Die Störung durch Wolken ist am grössten bei Schnee und Regenfällen, besonders bei Gewitterregen. Ebenso störend wirken Rauch und Staub, besonders Wasserstaub von Wasserfällen, welcher häufig stark negative Luftelektrizität, d. h. Abnahme des Potentials nach der Höhe, verursacht (Lenard).

Bei nebligem Wetter beobachtet man häufig sehr starke positive Luftelektrizität.

Elster und Geitel fanden bei schönem Wetter, dass die Luftelektrizität mit steigender Durchsichtigkeit der Luft abnimmt. Ist e die Entfernung in Kilometern, in welcher noch ein bestimmter Gegenstand sichtbar war, so fand folgender Zusammenhang statt:

$e =$	0,67	1,75	5,25	16,67 km
$dV/dn =$	378	298	122	141 V/m.

Exner fand bei schönem Wetter für eine Beobachtungsstation auf Ceylon 57 Volt pr. m im Januar und Februar, für Luxor in Oberägypten im Monat März 128 Volt pr. m. Gockel fand in Biskra für den Monat März einen Wert von etwa 105 Volt pr. m und Benndorf für Tomsk in Sibirien während des Monats Februar 145 Volt pr. m, jedoch unter ungünstigen äusseren Umständen. Bei Beobachtungen in Polarländern hat man sich häufig vergeblich bemüht, einen Potentialfall in der Luft nachzuweisen. Dies beruht wahrscheinlich auf Schwierigkeiten, genügende Isolation für den Kollektor zu schaffen; die Beobachtungen im Jahre 1882—1883 am Cap Thordsen auf Spitzbergen und Cap Horn

zeigen ein ganz ähnliches Verhalten der Luftelektrizität wie an anderen Beobachtungsorten.

Bei den ersten Versuchen, die Grösse des Potentialfalles in höheren Luftschichten mit Hilfe von Ballons (Lecher und Tuma) oder Drachen (L. Weber) zu ermitteln, fand man eine Zunahme mit der Höhe. Spätere Versuche in Ballons von André, Börnstein, Baschin, Tuma und le Cadet ergaben einstimmig eine Abnahme des Potentialfalles mit steigender Höhe. So z. B. fand le Cadet (am 11. Sept. 1897) den Potentialfall in 4000 m Höhe 11 mal, in 1150 m Höhe 3,5 mal kleiner als an der Erdoberfläche (150 Volt pr. m). Ein anderes mal (Sept. 1893) fand er folgende Potentialgefälle in Volt pr. m:

Höhe =	0	1000	4200 m
dV/dh =	120	39	11 V/m.

Börnstein und Baschin fanden bei ihren Aufstiegen das Potentialgefälle in 3000 m Höhe oder mehr so gering, dass es nicht gemessen werden konnte.

Aus diesen Beobachtungen scheint hervorzugehen, dass nicht nur die Erdoberfläche elektrisch geladen ist, und zwar mit negativer Elektrizität, sondern dass auch die Luft elektrische Ladungen enthält, welche in der Nähe der Erdoberfläche häufig negativ sind, in höheren Luftschichten aber ein positives Zeichen annehmen. Diese positive Ladung der höheren Luftschichten scheint bei zunehmender Höhe abzunehmen und die Beobachtungen über die Nordlichter deuten an, dass in den höchsten Teilen der Atmosphäre die Ladung wiederum negativ wird.

Bei diesen Beobachtungen in Ballons wechseln nicht selten die Ausschläge der Elektrometer ihre Grösse oder sogar ihr Zeichen, wodurch die Anwesenheit von verschieden geladenen übereinander lagernden Luftschichten angezeigt wird.

Tuma fand eine stark negative Ladung in einem dichten Nebel in grosser Höhe, ebenso beobachtete Baschin über einer Wolkenbank in 3700 m Höhe einen ungewöhnlich starken positiven Potentialfall, was eine bedeutende negative Ladung der Wolken zu bedeuten hat.

Ladung der Wolken und des Niederschlages. Schon Franklin fand bei seinen Drachenversuchen, dass die Wolken meist negativ, bisweilen auch positiv geladen sind. Die Beobachtung geschah so, dass man ein geladenes Elektroskop der mit dem Drachen verbundenen leitenden Schnur näherte. Elster und Geitel haben in neuerer Zeit über die Ladung des Niederschlages Versuche ausgeführt.

Sie sammelten den Niederschlag in einem leitenden isolierten Gefäss auf, welches mit einem Elektrometer verbunden war. Zum Schutz gegen die störende Einwirkung des atmosphärischen elektrischen Feldes war das Gefäss von einer oder zwei Hüllen umgeben, die zur Erde abgeleitet waren. Ebenso waren Vorkehrungen getroffen, um zu verhindern, dass die Regentropfen gegen das Gefäss spritzten. Die Ladung wurde in bestimmten Zeitintervallen (gewöhnlich jede Minute) ermittelt und danach das Elektrometer zur Erde abgeleitet.

Die Niederschläge zeigen stark abwechselnde Ladungen, sowohl positive wie negative; diese überwiegen jedoch, was mit Franklins Beobachtungen gut übereinstimmt. Während desselben Regen- oder Schneefalls wechselt nicht selten das Vorzeichen der Elektrizität. Besonders gilt dies für Niederschläge mit Gewitter, bei welchen auch ungewöhnlich hohe Ladungen anzutreffen sind.

Die oben erwähnten Beobachtungen von Tuma und Baschin führen zu demselben Resultat.

Jährliche und tägliche Schwankung der Luftelektrizität. Zur Ermittelung dieser Perioden können nicht nur die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen von Absolutwerten, sondern auch die älteren Beobachtungen der Relativwerte verwandt werden.

Was zunächst die jährliche Periode betrifft, so ist sie sehr stark ausgeprägt und zwar so, dass die Luftelektrizität im Winter ein Maximum zeigt, das gewöhnlich im kältesten Monat liegt (Januar auf der nördlichen, August auf der südlichen Halbkugel, wo Beobachtnngen aus Melbourne in Australien und Cap Horn vorliegen). Das Minimum liegt dementsprechend in der wärmsten Jahreszeit (Juni — Juli auf der nördlichen, Februar — März auf der süblichen Halbkugel).

Einen eigentümlichen Fall zeigt Batavia mit zwei Maxima. Man thäte Unrecht, diesem Umstand grosses Gewicht beizulegen, denn die fünf ersten Beobachtungsjahre, ebenso einzelne spätere Jahre, geben eine einfache Periode. Für die Luftelektrizität gilt es ganz besonders, dass man vieljährige Beobachtungsreihen sammeln muss, um den Gang dieses Elementes einigermaassen genau festzustellen.

Der Betrag der Schwankung ist (vgl. die Tabelle S. 889) in verschiedenen Reihen höchst verschieden. Als Mittelwert für Europa kann wohl die zu Wolfenbüttel beobachtete Schwankung im Verhältnis 1 : 4,6 angesehen werden. Viel grössere Schwankungen sind nicht selten, beispielsweise für Gent 1 : 14,5 und für Brüssel 1 : 10; für St. Louis in Nord-Amerika gilt nahezu dieselbe Zahl 1 : 4,7 wie für Wolfenbüttel. Niedrigere

Schwankungen zeigen Paris (1:2,3), Kreuznach (1:1,9) und Moncalieri (1:1,7). (Die Ziffern für Gent und Moncalieri scheinen ziemlich unzuverlässig zu sein). Viel geringer ist die Schwankung auf der in den Tauern gelegenen Bergstation Sonnblick (3106 m über dem Meer), wo die Extremwerte sich wie 1:1,18 verhalten.

Mit diesem Verhalten stimmt gut überein, dass auch die tägliche Schwankung der Luftelektrizität an derselben Station gering ist. Auffallend ist auch die Verspätung des Maximums und Minimums um etwa zwei Monate gegen ihre Eintrittszeit in der Ebene.

Jährliche Periode der Luftelektrizität.

	Brüssel	Kreuznach	St. Louis	Melbourne	Moncaliesi	Paris	Gent	Wolfenbüttel	Helsingfors	Sonnblick	Batavia 90—95	Kiew	Stuttgart
Jan.	**500**	**216**	**127**	25	186	**80**	**58**	391	49,7	137	96,6	151	**24**
Febr.	364	191	116	23	**202**	68	37	339	52,4	143	*86,1*	**167**	18
März	164	137	90	*22*	161	49	21	294	**57,0**	**145**	99,8	75	10
April	100	115	65	26	153	41	9	138	49,1	**145**	**116,3**	57	8
Mai	74	109	48	28	*122*	39	5	110	33,6	141	94,7	38	*8*
Juni	*50*	117	30	35	127	39	*4*	*102*	21,5	134	99,5	*29*	8
Juli	63	*113*	*27*	35	137	*36*	18	123	*16,8*	127	*82,2*	39	10
Aug.	68	119	39	**37**	*125*	50	11	121	18,8	121	95,6	*29*	11
Sept.	90	128	29	34	165	59	9	121	24,7	*119*	70,6	33	10
Okt.	162	148	69	31	132	65	23	188	27,8	*119*	97,6	50	12
Nov.	298	178	94	26	173	73	54	260	33,2	123	**113,5**	70	12
Dez.	459	192	95	26	177	**82**	44	**470**	50,3	130	108,1	109	16
Mittel	199	147	69	29	151	57	25	221	36,2	132	96,7	71	12,3

Die tägliche Schwankung zeigt zwei verschiedene Typen; den einen zeigen einige Beobachtungsstationen, wo der Gang des Potentialfalles nur eine einfache Periode besitzt. Zu dieser Gruppe gehören die hochgelegenen Orte, nämlich ein waldbekleidetes Alpenthal (St. Gilgen), wo Exner Zahlen gesammelt hat, sowie der Sonnblick und Dodabetta in Indien (2670 m) (vgl. Tabelle S. 890). Die Schwankung ist relativ gering, mit einem Minimum früh am Morgen und einem Maximum 2—4 Uhr N. M. Bisweilen ist die Tagesschwankung gar nicht ausgeprägt wie in Benndorfs Beobachtungen aus Tomsk in Sibirien und nach einigen auf Ceylon und dem indischen Ocean ausgeführten Messungen.

Ein wesentlich anderes und verwickelteres Bild geben die übrigen Beobachtungen aus niedrig liegenden Stationen, bei welchen der tägliche

Gang gewöhnlich eine doppelte Periode zeigt mit einem Maximum am Morgen kurz nach Sonnenaufgang und einem anderen am Abend nach dem Sonnenuntergang. Die Minima fallen nach Mittag in die wärmste Tageszeit und früh auf den Morgen.

Die einfache Periode zeigt sich nur in einigen wenigen Beobachtungsreihen in der Ebene, wie Paris (nach Mascart) und Lissabon. Die doppelte Periode ist in Brüssel, Dublin, Wien, Triest, Florenz, Rom, Neapel, St. Louis (Amerika), zu Cap Horn, auf Spitzbergen und in der Oase Biskra, sowie in den sechs letzteren in der Tabelle angeführten Orten beobachtet worden.

Tägliche Periode der Luftelektrizität.

V. M.	0	2	4	6	8	10	12	2	4	6	8	10 N.M.
Wolfenbüttel												
Winter . . .					*263*	327	328	357	*323*	348	376	**414**
Sommer . .					**192**	148	122	126	108	*96*	118	**123**
St. Gilgen Juli												
bis Okt. . .	89				*70*	84	87	89	**107**	100	94	93
Sonnblick . . ,					*86*	86	95	109	**114**	110	104	—
Dodabetta . .					60	86	110	**120**	119	189	115	—
Kew	7,9	*7,6*	7,6	9,5	11,2	**11,3**	9,1	8,2	*7,4*	7,6	**8,4**	7,8
Helsingfors 1890												
bis 1896 . .	36,6	30,1	*29,5*	35,7	**41,3**	*37,8*	38,5	41,6	49,0	51,9	**54,2**	47,8
Batavia . .	125,4	110,6	*98,3*	112,8	**115,0**	53,3	*41,7*	42,0	51,2	104,0	**149,4**	142,6
Moncalieri . .	17,4	*16,1*	16,3	20,6	**20,8**	19,8	17,5	*14,8*	15,5	**19,5**	19,4	19,1
Perpignan . .	33,7	*28,5*	30,0	35,0	**43,6**	*37,6*	37,8	38,0	40,7	47,6	**49,6**	42,6
Melbourne Juli . .	3,2	*2,8*	2,9	3,4	**5,3**	4,8	3,4	*2,8*	3,3	**4,5**	4,3	3,8
Melbourne Jan. .	2,7	*2,3*	2,4	**3,7**	3,5	2,2	1,8	*1,7*	1,7	2,2	2,9	**3,0**

Die tägliche Schwankung ist von der Sonne abhängig. Dies geht am deutlichsten aus den Daten für Melbourne hervor, indem das Vormittagsmaximum im Sommer (Jan.) früher, das Nachmittagsmaximum dagegen später als im Winter (Juli) eintritt. Es hat danach den Anschein, als ob das Sinken der Luftelektrizität zur Mittagszeit eine Folge der Sonnenwirkung wäre. Diese Wirkung bleibt ja auch in gewissen Fällen, nämlich auf den Berggipfeln, oder überhaupt im Gebirge aus. Man kann sich das leicht so vorstellen, dass ein Teil der negativen Erdladung, denn eine solche muss man annehmen, nachdem das Potentialgefälle positiv ist, durch die Sonnenwirkung zur Luft übertragen wird. Man nimmt auch an, dass der Staub, welcher mit den aufsteigenden Luftströmen bei Tag hinaufbefördert wird, einen Teil der Ladung der Erde mitschleppt. Durch die Einwirkung der Sonnenstrahlen wird die Luft leitend, so dass ein Teil der Erdladung auf den Staub

übergeht. So erklärt man auch die jährliche Periode, indem die Wirkung der Sonne im Sommer viel grösser wie im Winter ist. Man kann auch auf diese Weise leicht verstehen, dass die jährliche Schwankung auf hohen Bergen (Sonnblick) viel geringer ist wie in der Ebene, denn der Schauplatz aufsteigender Luftströmungen, welche die Sonne bewirkt, sind hauptsächlich die niederen Luftschichten; auch dass im Winter die Mittagsdepression geringer wie im Sommer ist, ja sogar die doppelte Schwankung beinahe oder vollständig verschwindet. Das erste ist in Wolfenbüttel der Fall, wo die doppelte Schwankung im Januar sehr wenig ausgeprägt ist; das letztere ist für Paris von Chauveau konstatiert, ebenso für Rocca di Papa (700 m) von Cancani, während das nahe gelegene Rom auch im Winter eine doppelte Periode der Tagesschwankung aufweist.

Es erübrigt noch, eine Erklärung für die Hauptperiode der täglichen Schwankung zu finden, welche ein Maximum in den Nachmittagsstunden (2—4 Uhr) und ein Minimum 12 Stunden später in der Nacht besitzt. Diese Schwankung zeigt, dass in den Nachtstunden positive oder in den Tagesstunden negative Elektrizität zur Erdoberfläche geführt wird. Da nun die Ballonfahrten eine positive Ladung in den höheren Luftschichten nachgewiesen haben, so liegt es am nächsten, eine Entladung dieser Luftschichten zur Erdoberfläche hin anzunehmen, die am grössten in der Nacht ist. Dann sinken in den Bergen und an den Küsten Luftmassen aus höheren Schichten herab und können dabei ihre Ladung der Erde abgeben; andererseits ist die Zufuhr von negativer Elektrizität durch Regen, im Sommer besonders, in den Nachmittagsstunden am grössten. Diese Ladungen werden nur einigen Punkten der Erdoberfläche zugeführt, sie verbreiten sich aber von dort aus nach allen Richtungen. Es bedarf aber noch vieler Untersuchungen, besonders über die elektrischen Ladungen des Niederschlages zu verschiedenen Tageszeiten, um uns eine sichere Kenntnis über diese Fragen zu verschaffen.

Der Einfluss des Mondes auf meteorologische Erscheinungen. In älteren Zeiten war man geneigt, dem Monde einen bedeutenden Einfluss auf die Witterung zuzuschreiben. Die Naturvölker hielten Mond und Sonne für ziemlich gleichwertig und schrieben dem Monde eine ungefähr ebenso grosse Wirkung wie der Sonne zu. Nachdem es erwiesen war, dass der Mond auf die Gezeitenerscheinung einen noch grösseren Einfluss als die Sonne ausübt, schien diese Ansicht gewissermaassen gerechtfertigt und man suchte eifrig den Mondwirkungen nach-

zuspüren. Man fand auch, dass die Stellung des Mondes einigen Einfluss auf den Luftdruck ausübt.

Diese den Gezeiten ähnliche Erscheinung ist jedoch sehr unbedeutend und lässt sich am Gang des Barometers nur in den Tropen nachweisen. In Batavia zeigt der Luftdruck zwei Maxima eine halbe bis eine Stunde nach der oberen und unteren Kulmination des Mondes, die Minima treffen sechs bis sieben Stunden später ein; die ganze Schwankung beträgt nur 0,11 mm.

Börnstein hat in einigen Beobachtungen aus den Jahren 1884—88 für Berlin, Hamburg und Wien eine einfache Periode des Barometerstandes im Mondtag nachweisen wollen.

Ferner trifft ein Luftdruckmaximum kurz nach Vollmond und ein Minimum bei Neumond zu Batavia ein Die Schwankung erreicht nicht 0,2 mm.

Diese Luftdruckschwankungen haben wegen ihrer Geringfügigkeit nur theoretisches Interesse.

Einen eigentümlichen Einfluss des Mondes hat für die Jahre 1880 und 1883 Poincaré nachgewiesen. Er findet nämlich, dass die Nordgrenze der Passate der nördlichen Halbkugel im Mittel beim nördlichen Lunistitium beinahe 10 Grade nördlicher liegt, als bei dem südlichen. Die Luftdruckdifferenz zwischen 30° und 10° N. Br. soll im ersten Fall zwei bis vier mm grösser sein als im zweiten.

Es liegt hier also eine Periode nach dem tropischen Monat vor. Dieselbe Periode hat Garrigou-Lagrange in dem Gang des Barometers in der gemässigten Zone nachzuweisen versucht. Diese Untersuchungen scheinen wohl einer Fortsetzung wert zu sein.

Andere Untersuchungen betrafen die Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnisse. Man fand schwache Schwankungen, die aber an einander recht nahe gelegenen Stellen in entgegengesetzter Richtung verliefen, so dass keine einfachen und allgemeingiltigen Regelmässigkeiten zum Vorschein kamen.

Eine Ausnahme in dieser Beziehung machen die elektrischen und magnetischen Erscheinungen der Erde. Schon oben haben wir auf die Mondperiode beim Gewitter hingewiesen (S. 791). Es lag nahe, eine ebensolche Periode bei der Luftelektrizität nachzuweisen.

Mondperioden bei der Luftelektrizität. Ekholm und Arrhenius suchten erst eine mondtägliche Periode der Luftelektrizität und sie fanden auch eine solche, nämlich ein Minimum der Luftelektrizität etwas vor der oberen Kulmination (d. h. des höchsten

Mondstandes an einem Mondtage). Diese Periode wurde in den Daten aus Cap Horn, Helsingfors, Perpignan und Sodankylä (nördliches Finnland) nachgewiesen. Die Schwankung ist recht unbedeutend (3 bis 9 Proz.) und deshalb ziemlich unsicher.

Ganz anders verhält sich die Schwankung der Luftelektrizität nach dem tropischen Monat ($27{,}322^d$), die an den Polarstationen Cap Horn und Cap Thordsen nicht weniger als 80 Proz. des Betrages der Luftelektrizität, in Helsingfors und Pawlowsk etwa 20 Proz. erreicht. Dagegen sinkt sie für Perpignan auf etwa 12 Proz. Es scheint demnach diese Schwankung mit der Reinheit der Luft eng zusammen zu hängen.

Bei den erdmagnetischen Erscheinungen ebenso wie bei den Nordlichtern hat man eine Periode aufgefunden, deren Länge 25,93 Tage beträgt und die nicht mit der Mondstellung, sondern vielmehr mit der Drehung der Sonne in Zusammenhang steht (vgl. S. 148). Auch die Luftelektrizität ist in Bezug auf diese Periode untersucht. Die Daten aus Helsingfors und Pawlowsk deuten an, dass während des Laufes von 25,93 Tagen die Luftelektrizität zwei Maxima durchläuft, während die Periode nach dem tropischen Monat eine einfache Schwankung aufweist. Als Belege mögen folgende Daten angeführt werden. Die Ziffern sind mit Hilfe der harmonischen Analyse, wobei zwei Sinus- und zwei Cosinus-Glieder mitgenommen wurden, berechnet worden.

Tag	27,3-tägige Periode		25,9-tägige Periode	
	Helsingfors	Pawlowsk	Helsingfors	Pawlowsk
0	**214**	93	217	93
2	**213**	100	*213*	*91*
4	209	**104**	217	94
6	203	**104**	**223**	97
8	199	101	**223**	**98**
10	194	96	213	96
12	188	93	198	*92*
14	181	91	*188*	*92*
16	*175*	90	191	96
18	*175*	89	205	102
20	182	86	220	**106**
22	193	*84*	**227**	104
24	265	85	224	98
26	212	88	Epoche 1894 Jan. 17,4	

Die Schwankungen betragen nach der tropisch-monatlichen 27,3-tägigen Periode für Helsingfors 20 Proz., für Pawlowsk etwas mehr (22 Proz.). In der 25,93-tägigen Periode ist die Schwankung für Helsingfors 18 Proz., für Pawlowsk etwas geringer (16 Proz.). Die Maxima und Minima der 27,3-tägige Periode fallen in Pawlowsk 4 Tage später als in Helsingfors. Dagegen treffen die der 25,93-tägigen Periode für die beiden Stationen fast zusammen.

Zerstreuung der Elektrizität. Ein elektrisierter Körper verliert allmählich seine Ladung. Diese Erscheinung wurde schon von Coulomb (1785) untersucht. Er stellte die Regel auf, dass die Elektrizitätsverluste pro Zeiteinheit der Ladung proportional sind. Er glaubte, dass die Luft als Ableiter für die Elektrizität dient. Er fand auch, dass diese Ableitung schneller in feuchter als in trockener Luft vor sich geht und meinte danach, dass die Feuchtigkeit der Luft eine grosse Rolle bei der Elektrizitätsleitung spielt. Allmählich erkannte man aber, dass die Leitfähigkeit der feuchten Luft nur scheinbar ist, indem sie den Stützen, welche die elektrisch geladenen Körper (Konduktoren) tragen, und die immer etwas hygroskopisch sind, Feuchtigkeit abgiebt. So z. B. wurde die scheinbare Leitfähigkeit der feuchten Luft stark vermindert, wenn man die Stützen erhitzte, wodurch die (absolute) Feuchtigkeit der Luft jedenfalls nicht herabgesetzt wurde. Allmählich verbreitete sich die Ansicht, dass Luft und Gase überhaupt absolute Nichtleiter sind, und dass ihre scheinbare Leitfähigkeit nur auf der Ableitung durch Stützen und durch Staubpartikelchen in der Luft, die von den geladenen Körpern angezogen, geladen und zuletzt abgestossen werden, beruht. Diese Ansicht fand eine kräftige Stütze durch die Arbeiten von Nahrwold und Blake.

Gleichzeitig mit diesen führte aber Linss Versuche über Elektrizitätsverlust geladener Körper aus, die er als Beweise für eine wirkliche Leitung der Luft ansah. Danach wurde auch von Arrhenius aus einigen Versuchen geschlossen, dass Luft durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht leitend wird und die Bedeutung dieser Erscheinung für die Theorie der Luftelektrizität hervorgehoben. In neuerer Zeit ist man hauptsächlich durch die Arbeiten von J. J. Thomson und seinen Schülern zu dem Schluss gekommen, dass die Leitfähigkeit der Gase auf dem Vorhandensein freier Ionen beruht, und dass diese Ionen von einander getrennt werden können, so dass die Luft thatsächlich positiv oder negativ geladen werden kann, was früher als durch Nahrwolds Versuche wiederlegt galt. Hauptsächlich Elster und Geitel waren es,

die durch eine Reihe neuer Versuche, die Leitfähigkeit der Luft auch in nicht beleuchtetem Zustande nachwiesen.

Für diese Versuche benutzten Elster und Geitel ein Exnersches Elektrometer C (Fig. 271), in welchem die die Aluminiumblättchen X und X^1 tragende Metallwand durch Bernstein, das sich als ein vorzügliches Isolationsmittel erwiesen hat, vom Elektrometergehäuse isoliert war. An dieser Metallwand war oben ein Knopf K befestigt, in dem ein zylindrischer Körper Z, der sog. Zerstreuungscylinder (aus geschwärztem Messingblech) vermittelst eines Stieles befestigt werden konnte. Um Störungen vom äusseren elektrischen Felde möglichst zu vermeiden, stülpte man einen cylindrischen Schirm, sog. Schutzcylinder EE_1, über den Zerstreuungscylinder. Der Schirm, sowie die Aussenteile des Elektrometers waren zur Erde abgeleitet.

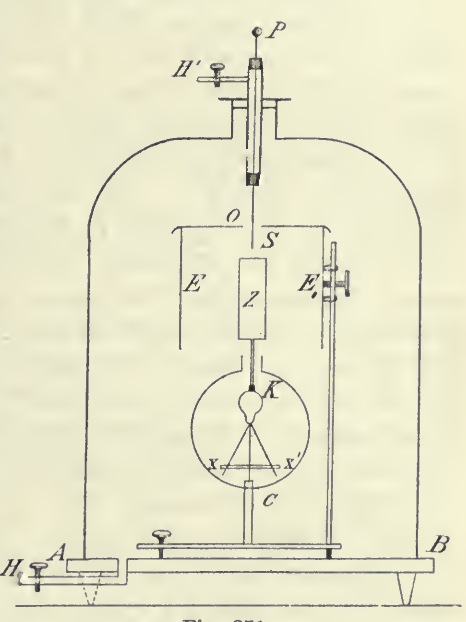


Fig. 271.

Dem Zerstreuungscylinder konnte vermittelst eines verschiebbaren Stiftes P von aussen eine Ladung zugeführt werden. Man beobachtete die Abnahme des Potentials der Aluminiumblätter XX^1, welche der Abnahme der Ladung proportional ist. Erst überzeugte man sich, dass bei Abwesenheit des Zerstreuungscylinders die Elektrizitätsverluste durch Leitung im Gase und an der isolierenden Stütze des Elektrometers so gering waren, dass sie gänzlich innerhalb der Beobachtungsfehler fielen. Dann steckte man den Zerstreuungscylinder auf und gab dem Instrument eine Ladung. Das Resultat der Beobachtung war, dass die Abnahme des Elektrometerausschlages nicht nach dem von Coulomb aufgestellten Gesetz erfolgte, sondern dass vielmehr (wenigstens bei nicht allzu niedriger Ladung) die Abnahme proportional der Zeit erfolgte (wie schon Matteucci 1850 beobachtet hatte), gemäss folgender Tabelle.

Die Luft war dabei 3 Tage in der Glocke abgesperrt gewesen.

Zeit	Volt	Abn. in 15′	Volt	Abn. in 15
0 Min.	+ 245,6	—	— 239,7	—
15	213,4	32,2	207,7	32,0
30	178,1	35,3	174,2	33,5
45	146,4	31,7	144,6	29,6
60	114,0	32,4	110,0	34,6
75	83,0	31,0	75,0	34,5

Die Abnahme war demnach gleich gross für positive wie für negative Ladung und zwar im Mittel 32,7 V. in 15 Minuten oder 2,2 V. pr. Minute. Dies lässt sich auch so ausdrücken, dass, da die anfängliche Ladung 240 V. war, der Verlust in einer Minute 0,9 Proz. der anfänglichen Ladung betrug. An dieser Zahl ist eine Korrektion anzubringen. Auf dem Zerstreuungscylinder ist nur ein Teil der Ladung, 70 Prozent der Totalladung, vorhanden. (Mit anderen Worten, die Kapazität des Zerstreuungszylinders beträgt 70 Proz. der Kapazität des Leitersystems, wovon er einen Teil ausmacht). Bei der Zerstreuung mussten also die anderen Leiterteile dem Zerstreuungscylinder Elektrizitat nachliefern, sonst wäre der Abfall des Potentials 1 : 0,7 mal grösser, d. h. in diesem Fall 1,3 Proz. pro Minute für sowohl positive als negative Elektrizität gewesen. Dieser so berechnete Abfall wird mit a bezeichnet und zwar a_+ für positive, a_- für negative Elektrizität. Der erwähnte Reduktionsfaktor ist je nach den Dimensionen der Leiterteile verschieden, für jeden Apparat aber konstant. Der Quotient $a_- : a_+$ wird gewöhnlich mit dem Buchstaben q bezeichnet.

Die Zerstreuung zeigte sich gering in frisch eingefüllter Luft, für welche sie nur etwa 0,4 Proz. beträgt, am zweiten Tage nach der Einfüllung war sie auf 1, am dritten auf 1,2, am vierten auf 1,4 Proz. gestiegen und schien sich einem Grenzwerte von etwa 2 Proz. allmählich zu nähern.

In Höhlen und Kellerräumen, wo die Luft lange stillgestanden hat, ist die Zerstreuung ausserordentlich gross. So fanden Elster und Geitel in der Baumannshöhle im Harz einen Zerstreuungsfaktor von 11 Proz. Ebert beobachtete sogar in einem Keller in München 37 Proz. für positive, 25 Proz. für negative Elektrizität, wenn der Schutzcylinder zur Erde abgeleitet war, dagegen 27 Proz. für positive, 37 Proz. für negative Elektrizität bei isoliertem Schutzcylinder. Den umgekehrten Einfluss zeigte die Ableitung des Schutzcylinders in der freien Luft, wo die entsprechenden Zahlen waren $a_+ = 0{,}51$, $a_- = 0{,}71$ Proz. mit Erdleitung und

$a_+ = 0{,}71$, $a_- = 0{,}45$ ohne Erdleitung. Wovon diese Eigentümlichkeit herrührt, ist bis jetzt nicht genügend aufgeklärt.

In ähnlicher Weise, wie es Rutherford gelungen war, die Ionen der Thoriumstrahlung aufzusammeln, gelang es auch Elster und Geitel, die Luftionen an einem 10—20 m langen Kupferdraht anzuhäufen, welcher mittelst einer kleinen Influenzmaschine bis zu einer Spannung von einigen Tausend Volt mit negativer Elektrizität geladen wurde. Die aktiven Bestandteile konnten vom Draht auf ein mit Salzsäure angefeuchtetes Papier überführt und nachher durch dessen Veraschung so stark konzentriert werden, dass sie durch eine Aluminiumfolie photographisch wirkten.

Dieser Versuch wurde von Ebert mit noch besserem Erfolg in der stark ionenhaltigen Luft (etwa 6 elektrostatische Einheiten jeder Elektrizitätsart pro m^3) des von ihm untersuchten Kellers in München ausgeführt. Auch ein ungeladener Draht, welcher 3 Wochen in dieser Luft ausgespannt war, nahm radioaktive Eigenschaften an, die allerdings relativ schwach waren.

In dieser Kellerluft luden sich auch isolierte Gegenstände negativ bis auf 8 Volt. Dieses Verhalten entspricht gänzlich dem Verhalten röntgenisierter Luft nach den Untersuchungen von Zeleny und wird durch die grössere Beweglichkeit der negativen Ionen erklärt. Wenn demnach Luft, welche gleich viele positive und negative Ionen enthält, an einer ungeladenen leitenden Fläche vorbei streicht, so kommen während einer Sekunde mehr negative als positive Ionen in Kontakt mit der leitenden Fläche, die auf diese Weise negativ geladen wird. Die negative Ladung lenkt die negativen Ionen von der Fläche ab, so dass nur ein bestimmter Grenzwert erreicht wird. Dies gilt aber nicht, wenn die Luft durch eine lange leitende Röhre gesaugt wird, die also, falls keine Ableitung durch die äussere Oberfläche stattfindet, beliebig hohe Ladungen annehmen kann.

Auf diese Weise wollen Elster und Geitel die negative Ladung der Erdoberfläche erklären. Sie müsste hauptsächlich im Walde und im Rasen der Erde zugeführt werden.

Abhängigkeit der Zerstreuung von äusseren Umständen. Elster hat eine grosse Menge Beobachtungen über die Zerstreuung der beiden Elektrizitätsarten angestellt. Er fand an Bergspitzen eine viel stärkere Zerstreuung der negativen als der positiven Elektrizität, wie folgende Daten zeigen:

	Höhe	a_+	a_-	$q = a_- : a_+$
Mte. Solaro auf Capri	585 m	0,47	6,94	14,8
Mte. Salvatore bei Lugano	909	0,53	2,17	4,1
Mte. Generoso „ „	1704	0,22	3,33	15,1
Piz Languard bei Pontresina	3220	1,09	18,48	16,9

Dieses starke Vorwiegen der negativen Zerstreuung erklärt Elster so, dass er annimmt, dass in der Nähe der stark negativ geladenen Bergspitzen eine Ansammlung von positiven Ionen stattfindet.

Ähnliche Verhältnisse zeigen eigentümlicherweise die Beobachtungen aus Spitzbergen, q ist im Mittel etwa 2,6; a_- kann bis zu 10,2 steigen (Nordwestcap 80° n. Br.) Island zeigt dagegen nach Paulsen ungefähr normale Werte der Zerstreuung, besonders der negativen. q ist im Mittel etwa 1,5 für 50 m Höhe ($a_+ = 1,4$; $a_- = 2,1$), 1,6 für 1200 m Höhe ($a_+ = 1,8$; $a_- = 2,9$). Grosse Werte zeigten weiter Küstenstationen (Tromsö $a_+ = 4,0$; $a_- = 4,4$, Capri $a_+ = 6,5$; $a_- = 7,5$), verglichen mit Binnenlandstationen (Wolfenbüttel $a_+ = 2,8$; $a_- = 2,5$; Sicilien $a_+ = 3,2$; $a_- = 4,4$; Biskra $a_+ = 2,4$; $a_- = 2,2$). Im allgemeinen scheint auch die Zerstreuung gegen den Pol hin abzunehmen. In Innsbruck hat man ein Minimum der Zerstreuung im Winter gefunden. Linss fand schon ein Maximum der Zerstreuung im Sommer, ein Minimum im Winter (vgl. unten). Abwärtssteigende Luftströmungen führen viele Ionen, besonders positive, mit (nach Beobachtungen von Czermak und Ebert). Infolgedessen nimmt die Zerstreuung bei anticyklonaler Luftbewegung und Föhnwinden stark zu. Etwas ähnliches zeigt sich meist vor Gewittern. Ebenfalls ist die Zerstreuung bei bewegter Luft grösser als bei ruhiger, besonders stark bei Bora (nach Mazelle). In dichten Waldungen ist sie besonders gering und gleich gross für beide Elektrizitätsarten. Wenn Wolken an der Sonne vorüberziehen, sinkt die Zerstreuung für beide Arten. Dies erinnert an einige Beobachtungen von Exner, wonach das Potentialgefälle bei Verfinsterung der Sonne oder kurz nach Sonnenuntergang plötzlich zunimmt.

Linss Ziffern sind folgende (geltend 8—9 V. M.):

Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr.
0,43	0,53	0,89	1,30	1,15	1,69	—	**1,70**	1,36	0,81	0,63	0,57	1,00

3—4 Uhr N. M. war die Zerstreuung etwa anderthalb (1,54) mal grösser, ziemlich unabhängig von der Jahreszeit. Die grössere Zer-

streuung zu dieser Tageszeit beruht vermutlich sowohl auf der längeren und stärkeren Wirkung der Sonnenstrahlung als auf absteigenden Luftströmen. Der Mittelwert ist ein Prozent pro Minute.

Nach Messungen von H. Nilsson zu Upsala hat bei anticyklonischer Witterung die Zerstreuung ein starkes Maximum in den ersten Vormittagsstunden, was offenbar mit der absteigenden Luftströmung zusammenhängt.

Dass längere Beobachtungsreihen nötig sind, um die für einen bestimmten Ort charakteristische Zerstreuungskonstante einigermaassen genau festzustellen, geht daraus hervor, dass in Wien die Zerstreuung zwischen folgenden Werten liegt:

$$a_{-} \quad 0{,}78 - 5{,}42$$
$$a_{+} \quad 0{,}32 - 7{,}10.$$

Die Stationen Triest, Wien und Kreuzmünster zeigten in etwa zwei Drittel der Beobachtungsfällen ein Überwiegen der negativen Zerstreuung. Dagegen überwog in 59 Proz. von allen Beobachtungsfällen zu Innsbruck die positive Zerstreuung.

Nach allen diesen Beobachtungen, die erst vor kurzer Zeit angefangen, jetzt mit grossem Eifer fortgesetzt werden, scheint hervorzugehen, dass die Luft in höheren Schichten stark ionisiert ist, und dass die Ionisierung gegen die Erdoberfläche hin abnimmt. Eingeschlossene Luft wird allmählich stärker ionisiert als frische. Wenn sich in solchen Räumen Wasserdampf niederschlägt, so sinkt die Zerstreuung bedeutend. Die Ionen verlieren ihre Beweglichkeit, indem sie sich mit Wasser umkleiden. Bei der Verdunstung des Wassers kehrt die Beweglichkeit der Ionen wieder zurück, wie die Versuche zeigen. In Nebeln ist daher die Zerstreuung sehr gering,

In Spitzbergen beruhen wahrscheinlich die hohen Zerstreuungswerte auf der grossen Reinheit der Luft. Im allgemeinen findet man nämlich, dass die Zerstreuung ungefähr wie die Durchsichtigkeit sich ändert.

Neuere Versuche über Elektrizitätszerstreuung. Einen sehr lehrreichen Versuch zur Demonstration der Existenz von Luftionen haben Elster und Geitel ausgeführt. Sie verfertigten ein Gehäuse aus weitmaschigem Metallnetz und luden dasselbe mit positiver Elektrizität. Die Ladung zog die negativen Ionen aus der Luft an, welche teilweise durch

die Maschen ins Gehäuse hineingerieten. Die Folge davon war, dass ein geladener Körper im Gehäuse schneller seine Ladung verliert, wenn dieselbe positiv, als wenn sie negativ ist. Das umgekehrte trifft zu, wenn das Gehäuse negativ geladen ist.

Ebert hat Versuche angestellt, um die Geschwindigkeit der Elektrizitätszerstreuung von der Erdoberfläche zu messen. Er legte eine Weissblechtafel von 2 m² Grösse auf isolierte Pfosten. Die Tafel konnte durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden werden. Dabei erhielt sie eine starke negative Ladung, die allmählich verschwand, während die Platte isoliert war. Die Geschwindigkeit, mit welcher dies geschah, konnte durch Ableitung durch das Galvanometer bestimmt werden. In fünf Minuten war bei klarer Luft die Ladung verschwunden, wenn die Blechplatte mit Rasen bedeckt war. Ohne Bedeckung verlor die Platte kaum merklich an Ladung.

Ebert berechnet aus diesen Daten, dass in 5 Minuten 10^{-9} Coulomb verschwanden, einer mittleren Stromstärke von $10^{-9}:300 = 3{,}3 \cdot 10^{-12}$ amp. und einer Stromdichte von $3{,}3 \cdot 10^{-12} : 2 \cdot 10^4 = 1{,}7 \cdot 10^{-16}$ amp. pr. cm² ($= 1{,}7 \cdot 10^{-6}$ amp. pr. km²) entsprechend. Dieser Wert entspricht nicht weniger als 300000 elektrostatischen Einheiten pro Minute und km².

Was die Menge der Ionen in der Luft betrifft, so haben wir schon oben nach Ebert eine Zahl für sehr stark ionisierte Luft angeführt (6 elektrostatische Einheiten pro cm³). Die Menge Elektrizität in 1 cm³ Luft an der Erdoberfläche unter gewöhnlichen mittleren Verhältnissen bestimmte Ebert zu etwa einer elektrostatischen Einheit von jeder Elektrizitätsart.

Nach Linss ist die Zerstreuung an der Erdoberfläche ungefähr so gross, dass ein geladener Körper in einer Minute ein Prozent seiner Ladung verliert. Die entsprechende Stromstärke betrüge etwa 16000 bis 125000 elektrostatische Einheiten pro km² und Minute, eine Ziffer die der Ebertschen recht nahe kommt. Die Neubildung von Ionen pro Sekunde und cm³ wird von Wilson auf $1{,}2 \cdot 10^{-8}$ elektrostatische Einheiten geschätzt, eine Ziffer, die nach Geitel und verglichen mit den oben angeführten, ziemlich gering erscheint.

Elster und Geitel saugten mittelst einer mit H' in Fig. 271 verbundenen Pumpe aus einem 1,5 tiefen Loch im Erdboden Luft durch ein mit H vereinigtes Glasrohr und eine Glocke, in welcher ein Elektrometer C mit Zerstreuungskörper stand. Es zeigte sich, dass die Zer-

streuung in 15 Minuten von 111 Volt vor der Einleitung der Grundluft auf 518 Volt nach einstündigem Durchsaugen stieg. Wurde die Luft in der Glocke jetzt abgesperrt, nahm die Zerstreuung noch etwas zu, um nachher allmählich abzunehmen.

Dies zeigt, dass die Grundluft eine sog. „Emanation“ enthält, welche allmählich die Wände der Glocke radioaktiv macht. Auf diese Weise wird sowohl die hohe Leitfähigkeit der Luft in Höhlen und Kellerräumen verständlich als auch die Zunahme der Leitfähigkeit eingesperrter Luft, welche immer etwas Grundluft enthält (vgl. S. 896).

Ebert und Ewers haben diese Versuche wiederholt. Sie fanden in der Grundluft die Zerstreuung etwas grösser (etwa 10 Proz.) für negative als für positive Elektrizität. Nachdem die Leitfähigkeit ihr Maximum erreicht hatte, sank sie auf die Hälfte in 77 Stunden — nach Rutherford und Soddy ist die entsprechende Zeit des Abklingens für Thorerde etwa 4 Tage, also nahezu von derselben Grösse. Die Grundluft wurde bei einigen Versuchen durch Kalilauge und Schwefelsäure geleitet, wodurch Kohlensäure und Wasser entfernt wurden, ohne dass ihre radioaktiven Eigenschaften verändert wurden. Dass sie keine oder wenig freie Ionen enthält, wurde dadurch erwiesen, dass ihre Wirkung bei Durchleitung durch ein kräftiges elektrisches Feld nicht geschwächt wurde. Nach Glühen der Grundluft ging ihre aktivierende Einwirkung um etwa 15 Proc. zurück.

Unzweifelhaft haben die Luftionen eine ausgeprägte physiologische Wirkung und man ist jetzt geneigt, die eigentümliche, durch Mattigkeit charakterisierte Bergkrankheit ihnen zuzuschreiben. Sogar die Bewohner hoch gelegener Orte, z. B. in Süd-Amerika, sollen sich bei nebliger Luft und im Schatten kräftiger fühlen, als in reiner Luft bei Sonnenschein.

Die starke Leitfähigkeit der Luft in höheren Luftschichten macht sich ohne Zweifel als Störung bei den Beobachtungen des Potentialgefälles in diesen Schichten geltend. Es ist aus diesem Grund wahrscheinlich, dass das Potentialgefälle daselbst niedriger erscheint als wenn der starke Ionengehalt nicht vorhanden wäre.

XVII. Die Polarlichter.

Allgemeines. Schon seit den ältesten Zeiten haben die Polarlichter durch ihre Pracht und durch das Mystische ihrer Erscheinung die Aufmerksamkeit angezogen. Die alten Nordländer glaubten darin den Heereszug der Walküren zu sehen. Im Mittelalter schrieb man dem Nordlicht etwa dieselbe Rolle wie den Kometen zu als Wahrzeichen von Krieg und allerlei Unheil.

Wie der Name sagt, sind die Polarlichter vorzugsweise in den polaren Gegenden der Erde sichtbar. Am genauesten sind die Nordlichter studiert, im allgemeinen gelten aber dieselben Beziehungen für die Süd- wie für die Nordlichter.

Loomis und Fritz konstruierten aus den ihnen zugänglichen Daten Karten, auf welchen sie diejenigen Punkte verbanden, an welchen Nordlichter gleich häufig gesehen wurden (Fig. 272). Die so entstandenen Linien, welche Isochasmen genannt werden, liegen nicht symmetrisch um den Nordpol, sondern sind südlich von der Südspitze Grönlands (60° w. L. v. Gr.) am weitesten nach Süden verschoben. Am weitesten nach Norden ziehen sie sich auf dem Meridian von Cap Tscheljuskin (100° ö. L. v. Gr.). Die Nordlichter werden am häufigsten längs der sogenannten Maximalzone beobachtet, welche über Nord-Alaska nach den neusibirischen Inseln, Cap Tscheljuskin, nördlicher Spitze von Novaja Semlja, Nordcap, zwischen Island und den Färöer, südlich von Grönland und über dem nördlichen Teil von Labrador durch die britisch-amerikanischen Polarländer (Grosser Bären-See) sich hinzieht. Zu beiden Seiten dieser Maximalzone nehmen die Nordlichter an Sichtbarkeit ab. Nördlich derselben, wie auf Spitzbergen und in Grönland, beobachtet man die meisten Nordlichter auf dem südlichen Teil des Himmels, südlich davon breiten sie sich meistens über den nördlichen Teil des Himmels aus. Die Zahl, welche auf der Karte neben einer Isochasme

geschrieben steht, giebt die mittlere Zahl der daselbst in einem Jahr gesehenen Nordlichter an.

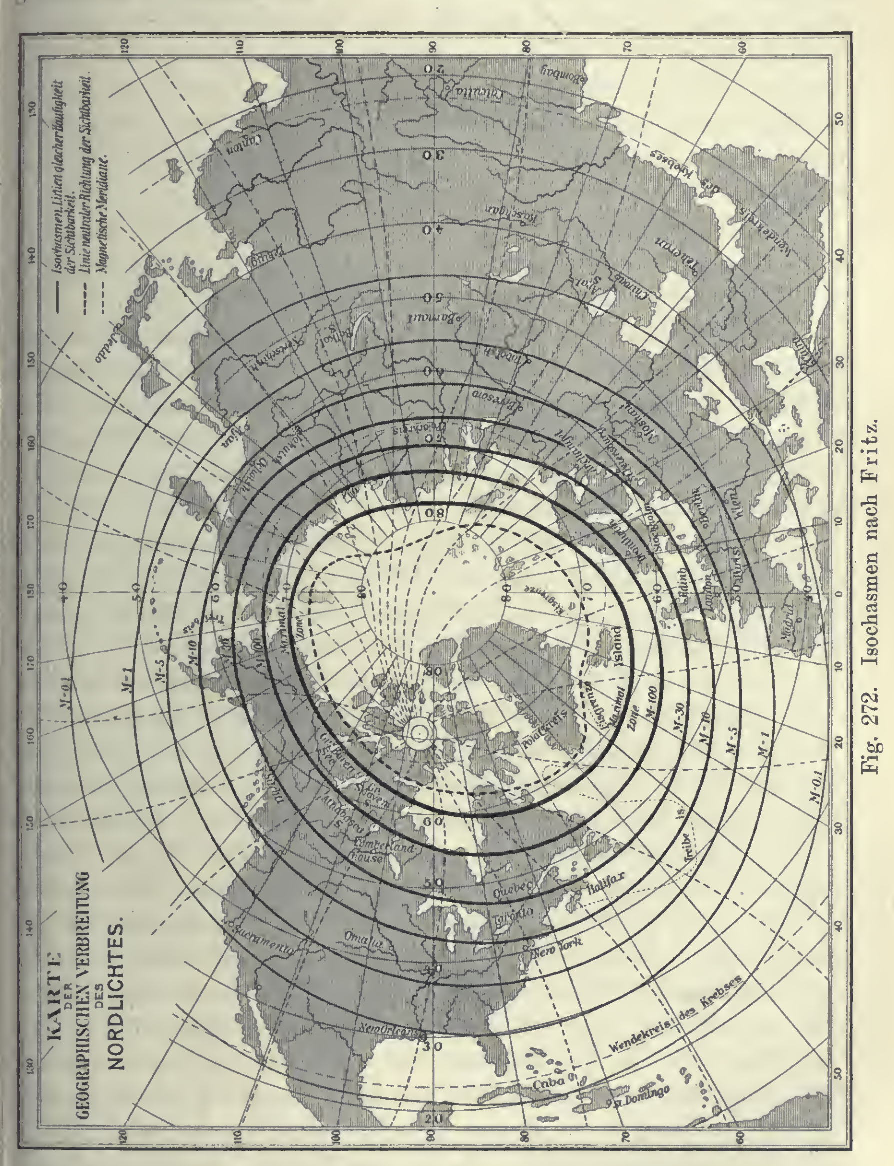


Fig. 272. Isochasmen nach Fritz.

In derselben Weise hat man die Isochasmen der Südlichter konstruiert. Sie verlaufen am weitesten nach Norden auf dem Meridian Neu Seelands, am weitesten nach Süden südlich von West-Afrika.

Die Intensität der Polarlichter ist zu verschiedenen Zeiten sehr verschieden. Sehr kräftig entwickelten sie sich im Anfang des 18. Jahrhunderts und ebenso war ihre Stärke in den Jahren 1870—72 ungewöhnlich gross. Die grössten Polarlichterscheinungen sind bis zu den Wendekreisen, in Amerika sogar bis über Cuba (20^0 n. Br.) hinaus und auf der Südhälfte der Erde bis zu Mauritius (20^0 s. Br.) sichtbar. Zu solchen Zeiten ist die ganze Erde wie in einen Lichtmantel eingehüllt.

Ein solcher Tag war der 4. Febr. 1872 der für stärkere Polarlichterscheinungen als typisch gelten kann und deshalb hier nach Secchis zu Rom gemachten Aufzeichnungen beschrieben werden möge.

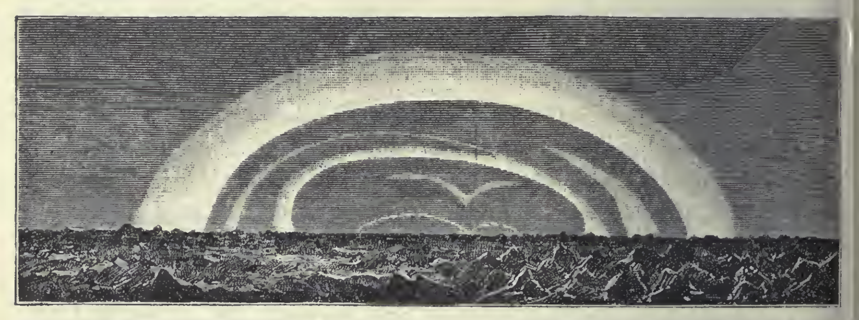
„Die Erscheinung begann um 5^h 47^m sichtbar zu werden, d. h. sobald die Dämmerung gestattete, ihr Licht wahrzunehmen, jedoch hatte die elektrische Erscheinung sicherlich schon viel früher begonnen. Man sah im Norden und Nordosten zwei getrennte ausgebreitete Massen von der Helligkeit der Dämmerung im Westen, zu denen sich bald eine dritte im Nordnordwesten gesellte. Als das Licht der Dämmerung verschwand, zeigte sich die Erscheinung in ihrer ganzen Schönheit in Form eines gewundenen Bogens, der von Westnordwest sich bis nach Osten erstreckte. Der Hintergrund des Himmels war ganz rosenfarben, mehr oder minder lebhaft, und um 6^h 22^m erschienen die ersten Strahlen 30^0 von Norden gegen Westen, die sich bald bis Nordosten ausdehnten. Um 6^h 30^m bildete sich ein zweiter Bogen über dem ersten und das ausgebreitete Licht, teils rot, teils lebhaft gelb, ging über das Zenith hinaus und erreichte die Plejaden um 6^h 42^m. Um 6^h 45^m bildete sich, von dem unteren Bogen ausgehend, ein prächtiger rosenfarbener Strahlenkranz auf der ganzen Halbkugel, der von 60^0 W. gegen N. bis 90^0 E. sich erstreckte. Nachdem das Phänomen verschiedene Phasen durchgemacht und der leuchtende Bogen sich in mannigfachen Curven und Festonen gewunden hatte, erhob er sich langsam und überschritt das Zenith um 7^h. Sieben Minuten später erschien die Krone, gebildet aus sehr schönen Strahlen, die alle nach dem Aldebaran zu konvergierten. Um 7^h 15^m drang das Licht in das Sternbild des Orions ein und erstreckte sich weit südlich von unserem Zenith. Bewundernswert war die Schnelligkeit der Bewegungen des Lichtes, die gleichsam Blitze zu sein schienen und zugleich der mannigfaltige Wechsel der Farben. Das vorherrschende Aussehen war bis 7^h 30^m das einer phosphorescierenden Wolkenmasse, die in Form eines zum Meridian senkrechten Gürtels von Norden nach Süden vorrückte. Nach dieser Zeit aber fand das Licht sich ausgebreitet

über den ganzen Himmel bis auf ein kleines Segment im Süden und verteilte sich in eine Menge hellerer Bogen, die alle nach dem Scheitel der Krone zu divergierten und deren Mittelpunkt von $7^h\ 55^m$ bis kurz nach 8^h der Stern Beteigeuze im Orion war, wie sich aus sorgfältigen Messungen ergab. Man glaubte unter einem ungeheuren Zeltdache zu stehen, dessen vom Winde leicht bewegten Falten in vergoldetem Lichte strahlten. Der Konvergenzpunkt der Strahlen lag nahezu auf der Verlängerungslinie der magnetischen Inclinationsnadel. Durch die Spektralanalyse wurde gefunden, dass das schöne Licht, das man für weiss oder gelblich hielt, bestimmt einfarbig war und zwar von grünlicher, ins Gelbliche spielender Farbe. Die Sterne waren verdunkelt und man sah nur die von erster und zweiter Grösse und wo das Licht lebhaft war, auch die letzteren nur mit Mühe. Um 9^h begann das Licht matter zu werden, wurde um 10 Uhr auf kurze Zeit wieder lebhafter, war um 11 Uhr schon sehr schwach und um $3^h\ 45^m$ Morgens ganz verschwunden. Die meteorologischen Erscheinungen, welche dem Nordlichte vorhergingen und dasselbe begleiteten, sind folgende: Seit drei Tagen war prächtiges Wetter gewesen, heiter, windstill, mild und sehr feucht, aber mit geringer (Luft-)Elektrizität. Am Morgen des 4. bedeckte alles ein dichter Nebel, der sich in grosser Menge niederschlug. Das Barometer stand niedrig, begann aber um Mittag zu steigen. Während der Dauer der Erscheinung wehte der Wind leicht aus Norden, die Temperatur war milde und das Barometer stieg fortwährend mit grosser Schnelligkeit. Die Magnetometer begannen um 1^h N.M. sich unruhig zu zeigen, während des Nordlichtes aber waren sie ausserordentlich erregt; das Deklinometer schwankte zwischen $12^0\ 35'$ und $13^0\ 14'$, wurde jedoch nicht beständig im Auge behalten. Die Telegraphenlinien waren von $5^h\ 30^m$ an gestört, das Maximum schien um $6^h\ 31^m$ zu sein. Die (Luft-)Elektrizität war beim Beginn schwach, aber gegen Ende stärker, doch nicht aussergewöhnlich stark. Während des Nordlichtes fiel starker Tau und wurden zwei schöne Sternschnuppen gesehen. Dieses Nordlicht wurde auch in Sicilien an zwei Stellen beobachtet und zwar auf den Höhen von Palermo, wo es eine Höhe von 50^0 erreichte.“ (Daraus wurde geschlossen, dass dieses Polarlicht nicht nur in Europa, sondern auch südlich vom Äquator sichtbar war.)

Die Formen des Polarlichtes. Die Nordlichter zeigen viele verschiedene Formen, die meistens unstetig sind, plötzlich aufflammen und wieder verblassen. Am stetigsten sind die Bogen, welche bisweilen sehr hoch am Himmel stehen und ihn wie eine milchweisse Brücke von einigen

Grad Breite von der einen zur anderen Seite des Horizontes überspannen. Sie können so scheinbar ganz ruhig mehrere Stunden stehen. Meistens verschieben sie sich ganz langsam am Himmel. Bisweilen ist nur ihr eines Ende am Horizont stark entwickelt, sie werden dann als Lichtsäulen be-







Figg. 273—275. Bogenförmige Nordlichter, beobachtet 1879 20. März 9^h 30^m N. M., 21. März 3^h früh und 21. März 2^h 59^m N. M. an der Überwinterung von „Vega“ am Pitlekai.

schrieben. Sie sind ungefähr senkrecht zum magnetischen Meridian orientiert. In höheren Breiten liegen sie meistens näher beim Horizont und ihr Scheitel liegt dann im Mittel im magnetischen Meridian. Solche Nordlichtbogen beobachtete Nordenskiöld ganz regelmässig bei seiner Überwinterung auf der Vega in der Nähe von Pitlekai am Ostcap Sibiriens.

Bisweilen sind diese Bogen aus mehreren konzentrischen Kreisbogen übereinander mit nichtleuchtenden Zwischenräumen zusammengesetzt (Figg. 273—275).

Unter dem Bogen liegt häufig ein sogenanntes dunkles Segment, welches bisweilen auch ohne Bogen auftritt. Dieses dunkle Segment ist in polaren Gegenden nicht so häufig wie entfernter vom Pol. Die Dunkelheit ist nicht nur eine Kontrastwirkung gegen den Bogen, sondern scheint mehr von der Art eines bräunlichen oder grauen Nebels zu sein.

In unseren Gegenden tritt das Nordlicht in zwei Hauptgestalten auf; entweder als ein diffuser weisslicher Schein, welcher hauptsächlich über den nördlichen Teil des Himmels, bisweilen mit helleren oder dunkleren Flecken ausgebreitet ist; oder mehr konzentriert, äusserst zarten Cirruswolken von stark ausgesprochen strahligem Bau ähnlich. Der eigentliche Unterschied gegen eine Cirruswolke besteht darin, dass die Strahlen ihre Ausdehnung stark und häufig sehr schnell ändern. Nach dem Ende der Nordlichterscheinung bleibt eine gewöhnliche Wolke zurück. Die Ähnlichkeit mit gewissen Wolken und das gleichzeitige Auftreten beider ist so auffallend, dass Adam Paulsen das Erscheinen der Nordlichter am hellen Tag studieren konnte.



Fig. 276.
Nordlichtkrone, Spitzbergen 1882—83.

Die Strahlen sind, wie gesagt, meistens milchweiss, sie können aber, besonders bei starker Entfaltung auch gefärbt sein und zwar grünlich im oberen, rötlich im unteren Teil. In polaren Gegenden ist die Farbe des Polarllichtes mehr gelblich.

Die Strahlen gehen meistens nahezu in der Richtung der Inklinationsnadel. Wenn die Strahlen von allen Himmelsgegenden aufschiessen, bilden sie die sogenannte Corona, indem sie alle zufolge der Perspektivwirkung gegen den Punkt des Himmels zu konvergieren scheinen, gegen welchen die Inklinationsnadel zeigt. Diese Krone ist häufig prächtig gefärbt und fesselt das Auge durch den stürmischen Wechsel ihrer Strahlen. Ihr Aussehen wird häufig mit demjenigen eines Zeltes verglichen (vgl. Fig. 276, die ein Negativ der Nordlichtkrone nach Gyllenskiöld darstellt).

In polaren Ländern gestalten sich die Strahlen häufig zu Draperien, deren Faltungen scheinbar unter dem Einflusse eines Luftzuges flattern (Fig. 277). Diese Bänder sind vielfach spiralförmig gewickelt, und zwar nach den Beobachtungen von Gyllenskiöld in den überaus meisten Fällen so, dass sie von oben gesehen wie ein *S* oder gerade von unten wie ein ? aussehen (vgl. Fig. 276 links oben und rechts unten). Die Draperien sind nächst der Krone die prächtigste Erscheinungsform des Nordlichtes. Man sieht darin einzelne Stellen plötzlich aufleuchten und diese Verstärkung der Lichtintensität breitet sich dann wie ein fortschreitender begrenzter Wellenberg über den Vorhang aus.



Fig 277. Nordlichtdraperie, nördliches Norwegen.

Die Draperien haben bisweilen sehr geringe Höhe und gehen in Bandenform über.

Die Stärke des Nordlichts ist meistens recht unbedeutend. Nur in vereinzelten Fällen erreicht die totale Lichtentfaltung die Stärke des Vollmond-Lichtes. Eine Folge davon ist, dass das Mondlicht sehr störend auf die Beobachtung von Polarlichtern einwirkt, und dass sie erst nach dem Verlauf der Dämmerung sichtbar werden. Deshalb sind in Skandinavien und Nord-Amerika die Nordlichter etwa 4—5 mal seltener bei Vollmond als bei Neumond, in mehr arktischen Gegenden (Bossekop in Nord-Norwegen, Cap Thordsen auf Spitzbergen und Fort Rae in Polar-Amerika) sinkt diese Zahl auf 2—3. Eine beinahe ebenso niedrige Zahl (etwa 3—4) zeigen die Beobachtungen von der südlichen Halb-

kugel. Daraus scheint hervorzugehen, dass die Intensität des Polarlichtes im hohen Norden und im Süden grösser als in mittleren Breiten ist.

Man hat häufig in hellen Winternächten, besonders im Norden, wenn man das Spektroskop gegen den Himmel richtete, die unten erwähnte charakteristische Nordlichtlinie mehr oder weniger scharf erkennen können. Das deutet auf das Vorhandensein von elektrischen Entladungen in der Atmosphäre. Aber nicht nur im Norden ist diese Erscheinung gewöhnlich; in den Tropen, wo kaum Polarlichter vorkommen, findet man häufig im Spektrum des reinen Nachthimmels die charakteristische gelbgrüne Linie, die man anfangs dem Zodiakallicht zuschrieb, die aber diesem nicht angehört (vgl. S. 202). In Göttingen ist man dabei, die Intensität dieser Erscheinung in regelmässigen Zeitintervallen zu studieren. Ohne Zweifel wird eine derartige Untersuchungsmethode bessere quantitative Messungen als die direkte Wahrnehmung des Nordlichtes ermöglichen und sie scheint auch in Mittel-Europa, sowie in bewohnten Weltgegenden überhaupt, wo die meisten Beobachtungsplätze gelegen sind, ein viel reicheres Material als die direkte Nordlichtbeobachtung zu ergeben. Zwar dürfte die Erscheinung wohl nicht mit den Nordlichtern identifiziert werden, doch verspricht ihre Untersuchung höchst wertvolle Resultate. Die Beobachtungen dürften auch kaum in nennenswerter Weise von Mondlicht gestört werden (ausser in der unmittelbaren Nähe des Mondes) und bieten dadurch einen wesentlichen Vorteil bei Untersuchungen über den Einfluss des Mondes auf die polarlichtähnlichen Erscheinungen.

Das Spektrum des Nordlichtes ist von mehreren Beobachtern, unter anderen A. J. Ångström, C. Vogel, Gyllenskiöld und Adam Paulsen beobachtet worden. Ångström fand in dem Nordlichtbogen häufig eine einzige kräftige Linie, die sogenannte Nordlichtlinie, die im gelbgrünen Teil des Spektrums liegt ($\lambda = 556{,}7\ \mu\mu$). Bei intensiveren Nordlichtern treten andere Lichtarten auf, welche dem Spektrum des negativen Glimmlichtes in einer Geissler-Röhre oder dem Luftgase-Spektrum entsprechen (vgl. Taf. 2,1).

Die genauesten Bestimmungen dieser Art sind von der dänischen Nordlichtexpedition nach Island im Jahre 1899—1900 unter Adam Paulsens Leitung ausgeführt worden. Ein Spektrograph, dessen optische Teile aus Islandspath und Quartz verfertigt waren, diente zum Photographieren der Nordlichtlinien. Einige derselben waren so schwach, dass sie mit dem Auge nicht entdeckt werden konnten, obgleich sie im sichtbaren Teil des Spektrums sich befanden. Die Expositionszeit betrug

für einige Linien bis zu 14 Tagen, wobei das Spektroskop auf die nordlichtreichsten Teile des Himmels gerichtet stand. Auf diese Weise wurden sechszehn neue Linien im Nordlichtspektrum aufgefunden. In der folgenden Tabelle sind die Polarlicht-Linien nach ihrer Wellenlänge in $\mu\mu$ aufgeführt. Nebenan ist die Lichtstärke der Linien nach Schätzung des Eindruckes auf der photographischen Platte angegeben. Dieses Spektrum wurde mit demjenigen verglichen, welches von dem Licht in der Nähe der Kathode einer mit den Gasen der Luft gefüllten Geisslerschen Röhre erzeugt wurde. Es ging aus dem Vergleich hervor, dass alle Nordlichtlinien in diesem Spektrum vorkommen, nur mit verschiedener relativer Intensität. Ausserdem enthält das kathodische Luftspektrum eine bedeutende Anzahl (26) andere Linien die im Nordlichtspektrum nicht aufgefunden wurden. Was speziell die sogenannte Nordlichtlinie 556,7 $\mu\mu$ betrifft, so ist sie neben der Linie 391,7 $\mu\mu$ (im ultravioletten) die kräftigste im kathodischen Luftspektrum (beide haben die Intensität 12). Die wichtigsten Nordlichtlinien sind nach Paulsen die folgenden:

$\lambda = \mu\mu$	Int.	$\lambda = \mu\mu$	Int.
558,0 — 554,4	10	407,0	1
470	—	405,0 — 403,0	2
463	—	400,7 — 397,5	2
455	—	395,0 — 393,5	1
449	—	391,8 — 389,3	12
441,5 — 439,0	1	380,5 — 378,0	2
436,0 — 430,5	1	375,0 — 373,3	2
428,5 — 425,0	10	370,7 — 368,6	1
422,5 — 420,2	2	357,5 — 356,8	5
417	—	353,0 — 352,3	2
412	—	337,2 — 336,9	4

Wo die Lichtstärke (unter Int.) nicht angegeben ist, hat sie einen sehr niedrigen Wert.

Durch diese Untersuchung ist festgestellt, dass das Nordlichtspektrum nichts anderes ist als das Spektrum von Luft, die durch elektrische Entladungen in der Nähe der Kathode zum Leuchten gebracht ist und zwar, wie später gezeigt worden ist, gehören die Linien den neuentdeckten seltenen Elementen der Luft an. Früher suchte man die Nordlichtlinie, welche bei klaren Winterabenden im Norden fast immer sicht-

bar ist und auch unter den Tropen bei klarer Witterung aufgefunden wurde, vergeblich in irdischen Lichtquellen.

Als Rand Capron im Jahre 1879 das Nordlichtspektrum untersuchte, konnte er in demselben die Lage von nur neun Linien feststellen, wovon nur eine mit einer Luftlinie identifiziert werden konnte.

Stassano hat die verschiedenen Beobachtungen des Nordlichtspektrums, besonders diejenigen der schwedischen Expedition von 1882 bis 1883 (Gyllenskiöld) und der genannten dänischen Expedition einer näheren Diskussion unterworfen. Er konnte die Lage von etwa hundert Linien im Nordlichtspektrum feststellen, von welchen etwa zwei drittel den neuentdeckten seltenen Elementen in der Luft angehören. Die meisten derselben werden dem Argon zugeschrieben, nach Dewar gehört ein Teil derselben dem Krypton und Xenon an. Die rosige Farbe in den unteren Teilen der Nordlichtstrahlen, besonders bei Draperien, rührt wahrscheinlich von Neon her, welches an roten und orangefarbenen Strahlen reich ist. Das Neon findet sich wegen seines niedrigen Molekulargewichts (20) wahrscheinlich in relativ grosser Menge in der höchsten Atmosphäre. Nach Collie und Ramsay lassen Helium und Neon am leichtesten eine elektrische Entladung durchgehen (Schlagweite 250—300 mm), darauf folgt Argon (45,5 mm) und Wasserstoff (39 mm), und viel später Sauerstoff und Stickstoff (etwa 13 mm nach Faraday). Die Hauptlinie des Nordlichtes fällt mit einer Kryptonlinie zusammen, worauf Berthelot zuerst die Aufmerksamkeit lenkte.

Sehr interessant ist auch, dass nach Stassano nicht weniger als 44 Spektrallinien der von Deslandres und Hale untersuchten Protuberanzen den seltenen Gasen der Erdatmosphäre entsprechen. Von 339 Spektrallinien der Corona vom Mai 1901, photographiert von Humphreys, gehören 209 Krypton und Xenon an, die übrigen zum grossen Teil Argon, einige Sauerstoff und Stickstoff an (nach Dewar).

Die Höhe des Nordlichts. Schon früh versuchte man aus gleichzeitigen an verschiedenen Stellen ausgeführten Messungen des Höhenwinkels des Nordlichtbogens und einiger sehr stark markierter Nordlichtstrahlen die Höhe des Nordlichts zu bestimmen. Einige ältere solche Messungen, die jedoch mit grosser Unsicherheit behaftet sind, mögen hier nebst ihren Beobachtern angeführt werden.

Thorbern Bergman (30 Beobachtungen) . . .	770 km.
Ferner (13 Beobachtungen)	220—1660 km.
Englische Beobachter	80—160 km.

Bravais, Bossekop	100—200 km.
De Mairan	900 km.
Loomis (28. Aug. und 2. Sept. 1859) untere Grenze	24—74 km.
„ obere Grenze	810—860 km.
Galle	300 km.

Gegenüber diesen meist ungeheuren Höhen steht eine Anzahl von Beobachtungen (z. B. der Franklinschen Expedition 1825—1827), bei welchen Nordlichtstrahlen unter Wolken oder Bergrücken gesehen wurden, also sehr niedrig liegen mussten. So beobachtete Parry in Port Bowen (73^0 n. Br.) einen Nordlichtstrahl vor einem 214 m hohen Ufer. Liais berechnete die Höhe eines auf Neu-Fundland gesehenen Nordlichts zu 800 m, Farquharson diejenige einiger schottländischen Nordlichter zu 1200 m. Lemström sah auf Spitzbergen das Nordlicht zwischen seinem Schiff und 300 m hohen Bergen. Derselbe Beobachter sah sogar im Nordfinnland die Nordlichtlinie in der Luftsäule zwischen sich und einem einige Meter entfernten schwarzen Tuch. Auch Weyprecht schliesst aus Beobachtungen bei Franz-Josephsland 1872—74, dass Nordlichtstrahlen in nicht allzu grosser Entfernung von der Erdoberfläche vorkommen. Auch bei einigen im südlichen Polargebiet angestellten Beobachtungen hat man Eisberge in einem polarlichtähnlichen Schimmer eingehüllt gesehen.

Im allgemeinen scheinen die Polarlichter um so höher zu liegen, je weiter von den Polen ab sie beobachtet werden. Die neueren Bestimmungen, bei welchen die Höhe des Nordlichts durch Messungen mit Theodoliten an den durch Telephon verbundenen Enden einer Basis bestimmt wurden, bestätigen die angeführten Messungen. Nach den von Paulsen auf Island gemachten Bestimmungen ist die Höhe des Nordlichts etwa 400 km, nach denjenigen von Gyllenskiöld zu Cap Thordsen auf Spitzbergen im Mittel 55 km (Minimum 12, Maximum 63 km). Bisweilen beobachtet man aber nordlichtähnliche Erscheinungen viel näher beim Boden (in Grönland und auf Spitzbergen).

Die jährliche und tägliche Schwankung der Polarlichtfrequenz. Die Polarlichter zeigen eine sehr kräftig ausgeprägte, jährliche Periode, wie aus folgenden Ziffern hervorgeht, welche die Anzahl der beobachteten Nordlichter in den verschiedenen Monaten angeben. Diese Daten sind einer von Ekholm und Arrhenius zusammengestellten Statistik über die Frequenz der Polarlichter entnommen.

	Schweden	Norwegen	Island u. Grönland	Ver. Staat. v. Nord-Am.	Südlichter
	1883—96	1861—95	1872—92	1871—93	1856—94
Jan.	1056	*251*	804	1005	*56*
Feb.	1173	331	734	1455	126
März	**1312**	**335**	613	1396	**183**
April	568	90	128	**1724**	148
Mai	170	6	1	1270	54
Juni	*10*	*0*	*0*	*1061*	40
Juli	54	*0*	*0*	1223	*35*
Aug.	191	18	40	1210	75
Sept.	1055	209	455	**1735**	120
Okt.	**1114**	**353**	716	1630	**192**
Nov.	1077	326	811	1240	112
Dez.	*940*	260	**863**	*912*	81
Mittel	727	181	430	1322	102

Der jährliche Gang hat zwei verschiedene Typen. Der einfachste zeigt nur ein einziges Maximum zur dunkelsten und ein Minimum zur hellsten Jahreszeit. Diesem Typus folgen die Beobachtungen aus Grönland und Island. Da die Beleuchtung einen sehr nachteiligen Einfluss auf die Sichtbarkeit des Polarlichtes ausübt, da es erst nach Ende der Abenddämmerung und vor Beginn der Morgendämmerung gesehen werden kann, so ist leicht zu verstehen, dass in Gegenden nahe am oder nördlich vom Polarkreis keine Nordlichter um die Sommersonnenwende beobachtet werden. Auch das jedenfalls recht unscharfe Maximum zur Wintersonnenwende wird so verständlich.

Ganz anders verhalten sich Gegenden, wo der Unterschied der Tageslänge in verschiedenen Jahreszeiten nicht so scharf ausgeprägt ist. Hierher gehören die Nordlichtbeobachtungen aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas und die Südlichtbeobachtungen, die im allgemeinen in nicht all zu hoher südlicher Breite (etwa 40°) vorgenommen worden sind. Da hat man ein doppeltes Maximum im Frühling und im Herbst (März-April und Sept.-Okt.) und ein doppeltes Minimum im Dez.-Jan. und im Juni-Juli. Das Winterminimum ist das Hauptminimum trotz der längeren Nacht. (Dez. in Nord.-Amerika, Juli auf der Südhalbkugel).

Ein Zwischenglied zwischen diesen Gegensätzen bilden die Beobachtungen aus Skandinavien. In diesen Beobachtungsreihen tritt das

doppelte Maximum im Frühling und Herbst sehr deutlich hervor. Das Sommerminimum ist aber bedeutend tiefer als das Winterminimum. Dies ist in den norwegischen Beobachtungen, entsprechend der nördlicheren Lage, deutlicher als in den schwedischen zu sehen.

Wahrscheinlich würde, wenn man wegen des schwächenden Einflusses der Belichtung korrigieren könnte, überall die Polarlichtfrequenz denselben Gang wie in Nordamerika und auf der südlichen Halbkugel zeigen.

Der tägliche Gang der Nordlichtfrequenz ist viel weniger ausgeprägt. Eigentlich kann man ihn wegen des störenden Einflusses der Belichtung nur an Polarstationen in der langen Winternacht studieren. Auch dort ist es nötig, eine Korrektion wegen der wechselnden Helligkeit einzuführen. Auf diese Weise fand Carlheim-Gyllenskiöld, dass das Maximum auf Spitzbergen (Cap Thordsen) um $2^h\ 40^m$ N.M. liegt. Das Minimum der recht schwach ausgeprägten Periode fällt um $7^h\ 40^m$ V.M.

In Gegenden, wo Tag und Nacht wechseln, kann man nur konstatieren, dass das Polarlichtmaximum vor Mitternacht fällt. Nach Fritz trifft das tägliche Maximum in Mitteleuropa (50^0 n. Br.) etwa um 9^h abends ein, an nördlicher gelegenen Orten, wie Upsala und Christiania (60^0 n. Br.) um $9^h\ 30^m$ bis 10^h, bei Bossekop (70^0 n. Br.) um $10^h\ 30^m$ N.M. In Amerika scheint das Maximum um etwa eine Stunde später als unter der gleichen Breite in Europa einzutreffen. Für $70^0\ 31'$ S.Br. und $85^0\ 16'$ W. L. (Winterquartier der Belgica 1898) fand Arctowski ein Maximum um 9^h N.M.

Andere Perioden der Polarlichter. Schon frühzeitig bemerkte man, dass die Polarlichter in einigen Zeitabschnitten recht häufig sind, in anderen dagegen beinahe nicht zu beobachten. Es war eine verstärkte Intensität der Nordlichter zu Anfang des 18. Jahrhunderts, welche De Mairan zu seiner klassischen Bearbeitung des bis dahin vorliegenden Nordlichtmateriales veranlasste. De Mairan, Wargentin und Torbern Bergman hoben auch die Periodicität des Nordlichts hervor, vermochten aber bei dem ziemlich unregelmässigen Gang der Periode ihre Länge nicht festzustellen.

Die Länge der Periode konnte auch kaum eher festgestellt werden, als bis man ihre Übereinstimmung mit der Periode der Sonnenflecken auffand (Fritz 1862). Diese Periode beträgt im Mittel 11,1 Jahre. Ihre Übereinstimmung mit der Sonnenfleckenhäufigkeit geht aus der Kurve Fig. 47 (S. 133) hervor. Fritz giebt folgende Daten für die Maximi- und Minimijahre der Nordlichter in Europa südlich des Polarkreises, welchen nach 1874 Ziffern aus den Vereinigten Staaten Nordamerikas hinzu-

gefügt sind. Oben stehen die Maximal- und Minimaljahre der Sonnenflecken, darunter diejenigen der Polarlichter:

Flecke	**1728**	*34*	**39**	*45*	**50**	*55*	**62**	*67*	**70**	*76*	**78**	*85*	**88**	*98*
Nordl.	**1730**	*35*	**41**	*44*	**49**	*55*	**61**	*66*	**73**	*75*	**78**	*83*	**88**	*99*

Flecke	**1804**	*11*	**16**	*23*	**30**	*34*	**37**	*44*	**48**	*56*	**60**	*67*	**71**	*78*	**83**	*89*	**93**
Nordl.	**1805**	*11*	**19**	*22*	**30**	*34*	**40**	*44*	**50**	*56*	**62**	*66*	**71**	*78*	**82**	*89*	**93**

Der Gang der beiden Reihen stimmt ausgezeichnet überein. Noch auffälliger ist die Übereinstimmung für die Südlichter in der Zeit 1856 bis 94, wie die nebenstehenden Kurven zeigen (Fig. 278).

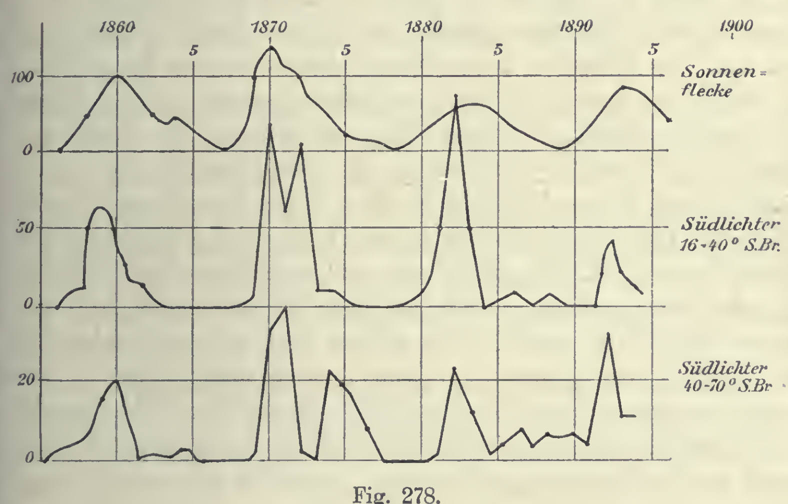


Fig. 278.

Bei näherer Untersuchung findet man indessen im neueren Material eine Eigentümlichkeit, die auch ein wenig in den letzterwähnten Kurven hervortritt. Zwischen zwei stark ausgeprägten Hauptmaximis tritt ein sekundäres Maximum in der Minimumzeit auf, so dass das Minimum in zwei Partialminima zerlegt wird. Dies zeigt sich sowohl in dem skandinavischen als auch in dem amerikanischen Beobachtungsmaterial neueren Datums, wie auch teilweise bei den Südlichtern. Auf Island und Grönland glaubte sogar Tromholt einen entgegengesetzten Gang der Polarlichter und der Sonnenflecken konstatiert zu haben; nähere Untersuchungen scheinen keinen einfachen Zusammenhang zwischen diesen und den isländisch-grönländischen Polarlichtern zu ergeben.

Während kürzerer Zeiträume, wie während eines Jahres oder eines Monats, scheint kein ausgeprägter Zusammenhang zwischen Polarlichtern

und Sonnenflecken vorzuliegen. Vielleicht machen die Südlichter in dieser Beziehung eine Ausnahme.

Mit der Sonnenthätigkeit steht auch ohne Zweifel die 25,929 Tage lange Periode der Polarlichter in Zusammenhang. Die Schwankung nach dieser Periode ist am grössten für die Südlichter mit einer Amplitude von ± 44 Proz., danach kommt Norwegen mit ± 23 Proz. und Schweden mit ± 11 Proz. Island und Grönland sowie Nordamerika zeigen diese Schwankung sehr undeutlich (Amplitude ± 6 Proz.). Was diese Schwankung noch mehr sicher stellt, ist der Umstand, dass in den drei ausgeprägten Fällen das Maximum auf denselben Tag fällt, nämlich auf den 16. Tag einer Periode, wo als Epoche (0:ter Tag) 1728 Jan. 1,0 nach Gregorianischem Kalender gewählt ist. (Diese Epoche entspricht 1901 Jan. 2,3. Aus Schweden liegen Beobachtungen bis vom Jahre 1722 vor.)

Auch der Mond übt einen deutlichen Einfluss auf die Häufigkeit der Polarlichter aus. Dieser Einfluss ist teilweise nur scheinbar und beruht darauf, dass die Sichtbarkeit der Polarlichter bei Mondlicht vermindert wird. Man muss deshalb wegen dieser Störung eine Korrektion einführen. Dies kann in verschiedener Weise geschehen. Seitdem diese Korrektion eingeführt ist, findet man eine recht bedeutende Schwankung der Polarlichter nach dem tropischen Monat (Ekholm und Arrhenius). Schon Cotte (1769) glaubte einen solchen Einfluss des tropischen Monats (27,322 Tage) nachgewiesen zu haben. Sein Material war zu knapp (131 Beobachtungen) und ohne Korrektion für das Mondlicht von ihm bearbeitet worden, weshalb die Richtigkeit seiner Schlussweise von späteren Forschern (Fritz) beanstandet wurde. Das von Ekholm und Arrhenius angewandte Material umfasste 41835 Polarlichtbeobachtungen in den Jahren 1722—1896, wovon 1222 Südlichter betrafen. Dieses Material wurde mit Hilfe der harmonischen Analyse behandelt und, um Beleuchtungsverhältnisse nach Möglichkeit zu variieren, getrennt für das Sommerhalbjahr bearbeitet. Die Amplitude (halbe Schwankung) betrug für die Polarlichtbeobachtungen.

Schweden	24 Proz.	5,3. Tag
Norwegen	21 „	5,8. „
Island und Grönland	12 „	5,8. „
Nordamerika	14 „	5,2. „
Polarstationen, nördliche . . .	21 „	4,6. „
Alle Nordlichter	19 „	5,3. „
„ „ (Sommer) . .	19 „	7,3. „
Südlichter	25 „	17,1. „

Ordnet man das Material so, dass die Tage, an welchen Polarlichter beobachtet wurden, als gleichwertig gerechnet werden, ohne Rücksicht auf die Anzahl aufgezeichneter Beobachtungen, so erhält man folgende Ziffern:

	Ampl.	Tag		Ampl.	Tag
Schweden	16 Proz.	5,7	Nordamerika . .	8 Proz.	7,2.
Norwegen	16 „	6,3	Alle Nordlichter .	12 „	6,1.
Island und Grönland .	7 „	5,5	Alle Südlichter .	8 „	23,1.

Die Schwankung ist also sehr bedeutend. Das Maximum tritt an dem oben angegebenen Tage ein, wobei als Nullpunkt der Zeitrechnung der Augenblick gilt, in welchem der Mond den Äquator von Norden nach Süden passierte.

Eine Viertelperiode beträgt nun 6,8 Tage, folglich geht das Nordlichtmaximum dem südlichen Lunistitium etwa einen Tag voraus. Das Maximum ist abgeflacht, das Minimum um so schärfer, es liegt kurz vor dem nördlichen Lunistitium. Im Gegensatz zum Einfluss der Sonne ist also ein hoher Stand des Mondes für die Entfaltung der Nordlichter ungünstig. Für die Südlichter trifft das Maximum etwa am 20. Tag ein, d. h. 7,3 Tage vor dem Nullpunkt und einen halben Tag vor dem nördlichen Lunistitium.

Die Schwankung geht also nördlich und südlich vom Äquator in umgekehrtem Sinne und wird am Äquator verschwindend. Es scheint auch aus dem Material hervorzugehen, dass die Schwankung in polaren Ländern am grössten ist; nur sollte man danach eine etwas grössere Ziffer für die isländisch-grönländischen Nordlichter erwarten.

Beziehungen der Polarlichter zum Erdmagnetismus und zur Luftelektrizität. Die ersten Beobachtungen darüber, dass Nordlichter die Magnetnadel in Unruhe versetzen, stammen von Hiorter und Celsius in Upsala aus dem Jahre 1741. Seitdem haben die meisten Beobachter dieser Erscheinungen gefunden, dass Polarlichter sehr häufig von magnetischen Störungen begleitet sind. Auch folgen beide Erscheinungen dem Gang der Sonnenflecke.

In den Jahren 1847 und 1848 fand Siljeström zu Bossekop im nördlichsten Norwegen, dass die Art der Störung (östliche oder westliche) mit dem Übergange des Nordlichts vom Norden nach dem Süden des Himmels zusammenhing. Diese Beobachtung stimmte mit einer von Hansteen in Christiania in den Jahren 1830 und 1831 gemachten überein. Im Jahre 1830 war die Deklinationsstörung östlich, am 7. Jan. 1831

dagegen, als das Nordlicht sich weit nach Süden verbreitete, war sie mehr westlich.

Diese Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass in den Nordlichtstrahlen eine Strömung von positiver Elektrizität von unten nach oben stattfindet. Findet diese Strömung (magnetisch) nördlich von der Magnetnadel statt, so wird sie nach Osten abgelenkt, und umgekehrt, wenn die Strömung im Süden der Nadel sich entwickelt. Wijkander hat ebenfalls aus den Beobachtungen der magnetischen Störungen bei der Expedition nach Spitzbergen 1872—1873 geschlossen, dass bei Nordlichtern positive Elektrizität hinaufströmt. Zu demselben Schluss führen die Beobachtungen aus Spitzbergen vom Jahre 1882—83, indem die östlichen Störungen der Deklination ihr Maximum am Vormittag (5 Uhr) ungefähr gleichzeitig mit der nördlichsten Lage der Nordlichter ($9^h\ 45^m$ V. M.) erreichen, während die westlichen Störungen und die südliche Lage der Nordlichter am Abend (7^h bezw. $8^h\ 50^m$ N. M.) durch ihre Maxima gehen.

Die auffälligsten Erscheinungen dieser Art beobachtete zu derselben Zeit Paulsen in Godthaab auf Grönland. Die Nordlichtstrahlen, welche im allgemeinen in der Richtung der magnetischen Kraftlinien verlaufen, stehen dort nahezu senkrecht. Eine Nordlichtdraperie, die im Süden liegt und über den Beobachter hin nach Norden wandert, erscheint, wenn sie durch den Zenith geht, in der Form eines Bandes. Paulsen und seine Mitarbeiter beobachteten nun, dass in dem Moment, in welchem ein solches Nordlichtband den Zenith durchlief, die Magnetnadelstellung sich änderte, und zwar war die Abweichung östlich, so lange das Nordlicht im Norden, westlich, so lange es im Süden stand.

Polarlichtentfaltungen brauchen nicht von magnetischen Störungen und diese wiederum nicht von Polarlichtern begleitet zu sein. Diese Bemerkung ist schon längst gemacht worden, ohne die Ansicht, dass die Polarlichter mit elektrischen Entladungen verknüpft sind, erschüttern zu können. Die Störungen erreichen nur selten die Grössenordnung von einem oder ein paar Graden, in einem vereinzelten Fall (Polarisbai am Febr. 1872 nach Bessels) erreichte die Störung 12°. (Hood scheint nach Fritz noch grössere Abweichungen zu Cumberlandhouse 1820—1821 beobachtet zu haben). Im allgemeinen scheinen die Störungen in der Nähe der magnetischen Pole — wie ja zu erwarten — ungewöhnlich grosse Winkel zu umfassen. So erreichte die Schwankung der Deklinationsnadel zwischen 8^h V. M. und 4^h N. M. am 15. Nov. 1882 etwa 10,2° zu Kinguafjord, 10,8° zu Fort Conger und 4,4° zu Fort Rat gegen nur

0,2° zu Pawlowsk. Schwache Nordlichter, besonders wenn sie ziemlich gleichmässig nach Norden und Süden von der Beobachtungsstelle verbreitet sind und in hohen oder überhaupt entfernten Luftschichten ihren Sitz haben, können sehr wohl die Magnetnadel in Ruhe lassen. Andererseits kann die Magnetnadel durch andere Umstände, wie heftige Winde, Erdströme, Erdbeben und durch mechanische Erschütterungen in Unruhe versetzt werden.

Trotzdem sind nicht alle solche Abweichungen in dieser Weise zu erklären. Man hat prachtvolle Nordlichter beobachtet, bei welchen die Magnetnadel ruhig blieb. Häufig hat man beobachtet, das die magnetischen Störungen einige Stunden (4—6) vor der stärksten Nordlichtentfaltung ihr Maximum erreichten.

Paulsen wurde daher zu der Annahme geführt, dass die Polarlichter nicht notwendig in der Strömungsbahn der gleichzeitigen elektrischen Entladung, sondern häufig zur Seite derselben ungefähr wie die Kathodenstrahlen entstehen. Er nahm deshalb an, dass die Polarlichter Folgen von Kathodenstrahlen seien. Auf diese Weise erklärte er die Wolkenbildung, welche meistens den Polarlichtern folgt und im dunklen Segment sich geltend macht (vgl. S. 907). Die Kathodenstrahlen rufen nämlich nach Lenards Untersuchungen Kondensationen hervor. Weiter war auf diese Weise die Richtung der Nordlichtstrahlen parallel der Richtung der magnetischen Kraftlinien leicht zu deuten. Wenn nämlich ein Bündel von Kathodenstrahlen schräg zu den Kraftlinien des magnetischen Feldes gerichtet ist, so wird seine Richtung stetig abgelenkt, so dass es eine Spirale um eine Kraftlinie beschreibt und in einiger Entfernung als längs der Kraftlinie verlaufend erscheint. Da weiter der Zusammenhang der Polarlichter mit der Sonnenstrahlung deutlich hervortritt, nahm Paulsen an, dass „die elektrischen Moleküle die Energie der Sonnenstrahlen aufspeichern und dieselbe nachher in Form von Polarlichtern abgeben."

Die Beobachtungen über die Strömungsrichtung der Elektrizität bei Polarlichtentfaltungen lehren, dass das elektrische Potential der äussersten Luftschichten negativ gegenüber demjenigen der mittleren Luftschichten ist. Zu den elektrischen Ladungen der Erdoberfläche und der ihr nächstliegenden Luftschichten, welche negativ sind, und der mittleren Luftschichten (2000—5000 m Höhe), welche ungefähr ebenso stark und positiv sind, kommt also noch eine Ladung der höheren Luftschichten mit negativer Elektrizität hinzu. Wenn neuerdings mehrfach die Ansicht geäussert worden ist, dass die Erde als Ganzes ungeladen

sei, nachdem die beiden zuerst erwähnten Ladungen einander ziemlich ausgleichen, so ist die Ladung der höchsten Luftschichten dabei übersehen worden.

Die Nordlichter haben einen Einfluss auf die elektrische Ladung der Erde. So z. B. berichtet Paulsen, dass bisweilen bei starken Nordlichtentfaltungen die Erde positiv geladen wird, oder wie man gewöhnlich sich ausdrückt, die Luftelektrizität wird negativ. Es ist leicht einzusehen, dass, wenn positive Elektrizitätsmengen aus den mittleren Luftschichten hinauf zu den höchsten atmosphärischen Schichten strömen und von da zur Seite sich ausbreiten, die negative Ladung der Erde abnehmen muss. Wenn die positive Ladung der mittleren Schichten sogar durch eine negative Ladung ersetzt wird, so kann die Ladung der Erde ebenfalls ihr Zeichen wechseln. Jedoch scheint dies nach den Beobachtungen Andrées auf Spitzbergen nur selten vorzukommen; bei den kräftigsten Nordlichtentfaltungen sank das Potentialgefälle auf im Mittel 53 Proz. seines normalen Wertes. Kurze Zeit danach nahm aber das Potentialgefälle wieder relativ hohe Werte an. Die in den mittleren Luftschichten angehäuften negativen Elektrizitätsmengen wurden offenbar bald (durch Niederschlag) zur Erde geführt und die mittleren Luftschichten nahmen ihre normale positive Ladung wieder an. Die Erdoberfläche erhielt dadurch eine ungewöhnlich starke Ladung. Dasselbe trat bei schwachen diffusen Nordlichtern ein. In diesen Fällen war die Zufuhr von negativer Elektrizität zu den mittleren Luftschichten wahrscheinlich so langsam, dass die Abfuhr zur Erde ihr gleich kam und eine stark negative Ladung der Erdoberfläche entstand.

Theoretisches über die Polarlichter. Schon oben bei der Besprechung der elfjährigen Periode der Sonnenflecke und damit verwandter Erscheinungen, zu welchen die Polarlichter gehören, wurden wir zu der Annahme geführt, dass ein stetiger Strom von negativ geladenen kleinen Partikelchen von der Sonne ausgeht, welcher die Erde trifft. Inzwischen hat Schwarzschild gezeigt, dass diese Partikelchen, wenn sie unter eine gewisse Grösse sinken, schwächer von der Sonne abgestossen und zuletzt wieder von ihr angezogen werden. Es kann deshalb sehr wohl geschehen, dass ein anfangs abgestossenes Partikel, das durch Verdunstung zusammen geschwunden ist, wieder zur Sonne zurückgezogen wird. Die Schar der zurückkehrenden Partikelchen (die relativ gross oder klein sind), fällt auf die von der Sonne abgewendete Seite der Erde nieder (vgl. S. 154).

Ausser den oben (S. 152—154) besprochenen Eigenschaften der Polar-

lichter lassen sich die tägliche Periode, wonach mehr Polarlichter vor als nach Mitternacht vorkommen, ebenso die stärkere Entwickelung der Polarlichter im Sommer als im Winter, die sich zeigt, wenn die störende Wirkung der Beleuchtung berücksichtigt wird, leicht verstehen.

Die Periode nach tropischem Monat beruht wahrscheinlich auf der elektrostatischen Wirkung des negativ geladenen Mondes; dieser treibt die negative Elektrizität von den Teilen der Luft weg, über welchen er steht. Wegen der Langsamkeit, mit welcher die elektrisch geladenen Partikelchen fortgeschoben werden, macht sich diese Wirkung im Laufe des Mondtages nur schwach geltend; im Laufe eines tropischen Monats kann die Wirkung besser hervortreten. Mit diesen Schwankungen der Polarlichter gehen diejenigen der Luftelektrizität parallel, beruhend darauf, dass die vom Nordlicht ionisierte Luft einen Teil ihrer negativen Ionen unter Vermittelung von Niederschlägen der Erdoberfläche abgiebt.

Einfluss des Strahlungsdruckes auf den Luftdruck. Auch die halbtägige barometrische Schwankung wird mit Hilfe des Strahlungsdruckes erklärlich. Die kleinen Massenteile aus dem Weltraum fallen, wie erwähnt, am meisten auf die der Sonne abgewandte Seite der Erde. Dort lagert sich also in die höchsten Luftschichten (etwa 400 km) eine dünne Massenschicht, eine Art Ausbuchtung der Erdatmosphäre. Ihre Massenteile, die an der Erddrehung noch nicht teilnehmen, haben also am Äquator relativ zur Erdoberfläche eine Bewegung von 465 m pro Sekunde von Osten nach Westen. Diese Bewegung teilt sich den tieferen Schichten teilweise mit, so dass dieselben, wie die leuchtenden Wolken zeigen (Höhe etwa 100 km), eine nach Westen gerichtete Bewegung erhalten, während die Schicht, in der die Cirri schweben, sich stark nach Osten bewegt. Die Ausbuchtung der Atmosphäre wird im Gegenpunkt der Sonne stark heraustreten.

Wir können uns demnach den Effekt so vorstellen, als ob die Atmosphäre aus einem unvergleichlich grössten Teil besteht, welcher gewissermaassen als mit der Erde fest verbunden angesehen werden kann, und einer äusserst dünnen äusseren Schale, die auf der Nachtseite die eigentliche Atmosphäre überlagert und ihre grösste Mächtigkeit im Gegenpunkt der Sonne besitzt. Auf der Nachtseite der Erde wird demzufolge der Barometerdruck eines jeden Ortes um Mitternacht ein Maximum durchlaufen, das in den äquatorialen Gegenden relativ stark ausgeprägt ist, in den polaren dagegen verschwindet.

Auf der der Sonne zugewendeten Seite üben die von der Sonnen-

seite einstürzenden Partikelchen in den höchsten Luftschichten einen Druck aus, der in der Strahlungsrichtung dem Cosinus der geographischen Breite, φ, proportional ist. (Dabei wird der Einfachheit halber vorausgesetzt, dass die Sonne im Äquator steht, wobei die pro Flächeneinheit einfallende Sonnenstaubmenge dem cos φ proportional ist.) Der Druck in vertikaler Richtung wird dem $\cos^2 \varphi$ proportional. Dieser Druck in der obersten Schicht wird eine kleine Zunahme ihrer Dichtigkeit zu Folge haben, die oberste Schicht drückt (vgl. S. 579) auf die nächstfolgende, deren Dichte in demselben Verhältnis zunimmt, und so weiter durch die ganze Atmosphäre, so dass die totale Druckschwankung proportional der überlagernden Luftmasse ist, was der Erfahrung entspricht (vgl. S. 604). Die Abnahme der Schwankung gegen die Pole hin erfolgt aber schneller als dem $\cos^2 \varphi$ proportional, etwa so wie diejenige von $\cos^3 \varphi$ (vgl. S. 603).

Danach könnte man erwarten, das Maximum des Luftdruckes in der Mittagszeit zu finden, es fällt aber $1^h\,36^m$ früher (Phasenwinkel 156°, vgl. S. 603). Die Ursache dieser Verschiebung dürfte eine schwache elektrische Abstossung der in der Luft suspendierten negativ elektrischen Partikelchen durch das elektrische Kraftfeld der Erde sein, die die Schwerenwirkung der Luft teilweise aufhebt. Diese Abstossung, die der besprochenen Druckzunahme entgegengesetzt gerichtet wirkt, ist um so grösser, je mehr Partikelchen in der Luft vorhanden sind, d. h. sie ist nach Mittag stärker als vor Mittag (vgl. S. 154). Auf diese Weise wird die Verschiebung des Maximums in die Vormittagsstunden verständlich.

Auf der Nachtseite erhält man in ähnlicher Weise ein Maximum des Luftdruckes zur Mitternachtszeit. Die Grösse dieses Maximums muss ebenso wie diejenige des Tagesmaximums gegen die Pole hin sehr schnell abnehmen. Die beiden Schwankungen entsprechen zusammen sehr nahe der halbtägigen Schwankung des Barometers.

Auch die jährliche Veränderung dieser Schwankung wird leicht erklärlich. Die Maxima im März und September entsprechen den grössten Entfernungen der Erde vom Sonnenäquator und die Minima in Dezember und Juni dem Durchgang der Erde durch die Äquatorialebene der Sonne (vgl. S. 153). Von diesen Minimis ist — in der Nähe des Äquators bis zu etwa 45° Breite — dasjenige im Juni auf beiden Halbkugeln tiefer als dasjenige im Dezember, entsprechend der Sonnenferne im Juli, der Sonnennähe im Januar. Weiter vom Äquator machen sich die Jahreszeiten geltend (S. 552); zufolge der geringen Sonnenstrahlung im Winter

der nördlichen Erdhälfte ist daselbst das Dezemberminimum tiefer als das Juniminimum (nördlich von 45° N. Br., vgl. S. 603).

Anwendung der Strahlungsdrucktheorie auf den neuen Stern im Perseus. Während die Schilderung der neuen Sterne (S. 60) schon im Druck war, ist eine Nova erschienen, die die merkwürdigste seit dem tychonischen Stern ist. In der Nacht 21—22. Februar 1901 erschien im Sternbild Perseus ein neuer Stern 2,7. Grösse. Seine Helligkeit nahm erst schnell zu, so dass er am 23. Februar heller als die nahe gelegene Capella war, etwa wie Sirius. Danach nahm sie etwas langsamer ab, blieb über 1. Grösse noch am 25. Februar, über 2. Grösse bis zum 1. März, über 3. bis zum 6. und über 4. Grösse bis zum 24. März.

Nachher ist die Helligkeit allmählich gesunken (im Februar 1902 war die Grösse 7,8, 15. Juli 1902 9,0), aber nicht stetig, sondern mit periodischen Schwankungen, sowohl der Helligkeit als auch der Farbe. Anfangs waren die Minima kurz, wie bei den Algolsternen, und die Periode betrug etwa drei Tage, später wuchs die Periode auf etwa fünf Tage. Die Minima wurden jetzt lang ausgezogen, die Maxima dagegen von kurzer Dauer. Das Aufflackern dauerte zuletzt nur einige Stunden.

Das Spektrum dieses ausserordentlich merkwürdigen Himmelsobjektes zeigte die grösste Ähnlichkeit mit demjenigen der Nova im Fuhrmann (Fig. 7). Die dunklen Wasserstofflinien und die Linien *H* und *K* hatten eine starke Verschiebung nach Violett, welche sich an den anderen dunklen Linien nicht — oder in geringerem Maasse — zeigte. Daraus berechnete sich eine Geschwindigkeit der absorbierenden Wasserstoffmassen von etwa 700 km in der Sekunde. Die Explosivstoffe im neuen Stern bestanden danach hauptsächlich aus Wasserstoffverbindungen (wahrscheinlich mit Kohlenstoff). Der Wasserstoff, der bei den Eruptionen auf der Sonne, die sich als Protuberanzen kundgeben, die wichtigste Rolle spielt, war also auch bei der Explosion auf dem neuen Stern der wichtigste Sprengstoff. Da keine anderen Wasserstoffmassen absorbierend wirken konnten, als die zwischen Beobachter und dem glühenden Stern liegenden, mussten sie eine grosse Geschwindigkeit gegen den Beobachter besitzen, also Linienverschiebung gegen Violett zeigen. Die hellen Wasserstofflinien, die von noch nicht abgekühlten Gasmassen in der Nähe des Sterns herrührten, konnten auch beobachtet werden, wenn die Massen von dem Beobachter wegströmten; sie waren deshalb nach Rot verbreitert.

Zuletzt zeigte das Spektrum immer mehr einen Nebelcharakter des Sterns an (von April 1901 ab). Dieser Nebel entspricht vollkommen demjenigen bei anderen neuen Sternen (vgl. Seite 62).

Es sind aber andere Nebel in der Umgebung der Nova Persei, welche das grösste Aufsehen erregt haben. Im August 1901 meldete M. Wolf, er habe viele zarte Nebelstreifen in der Nähe der Nova entdeckt. Sehr genaue Beobachtungen über diese Nebelgebilde führte dann Ritchey mit Hilfe des grossen Spiegelteleskopes der Yerkessternwarte aus. Die photographische Aufnahme zeigte mehrere Bogen oder spiralig gewundene Gebilde, die ausserhalb einander um die Nova als Mittelpunkt lagen. Diese Nebel entfernten sich mit sehr grosser Geschwindigkeit vom Centrum. Nach Perrines Analyse der an der Lick-Sternwarte aufgenommenen Photographien sind folgende Thatsachen festgestellt:

Im Januar 1902 umgaben zwei Ringe, ein innerer, hellerer von etwa 15″ Durchmesser, und ein schwächerer äusserer von etwa 30″ Durchmesser die Nova. Die beiden Ringe dehnten sich aus mit Geschwindigkeiten von 1,4″ bezw. 2,8″ pro Tag (29. März 1901 bis Jan. 1902). Aus dieser Bewegung, als gleichmässig angenommen, berechnet man, dass der innere Ring von der Nova am 8. Febr., der äussere am 16. Febr. 1901 ausgegangen war. Diese Daten sind innerhalb der Beobachtungsfehler als untereinander und mit der Aufleuchtungszeit der Nova (Max. 23. Febr.) identisch anzusehen.

Die Ringe haben eine ausgeprägte Struktur mit hervortretenden Kondensationscentren oder Knoten. Die Bewegungen dieser Knoten sind gewöhnlich nicht radial, sondern enthalten starke tangentiale Komponente, die bisweilen nach der einen, bisweilen nach der anderen Seite gerichtet sind. Die Nebelteile zeigen keine merkliche Polarisation, wie man von reflektiertem Licht (z. B. in der Sonnenkorona oder im Tierkreislicht) zu erwarten hat. Der innere Ring verblasst, der äussere dagegen hat eine Zunahme der Helligkeit gezeigt. Einige Nebelteile zeigen geringe oder keine Verschiebung.

Um diese Eigentümlichkeiten zu erklären, versuchten Kapteyn und Wolf die Hypothese, dass das Licht, das während der grössten Helligkeit der Nova ausgesandt wurde, sich allmählich ausbreitet und unseren Augen immer neue, vorher wegen mangelnder Beleuchtung unsichtbare, Nebelstreifen enthüllt. Da aber das Licht die Erde passiert hat, müssten wohl die beleuchteten Nebelstreifen auf dem ganzen Himmel verteilt sein. Die beobachtete Geschwindigkeit muss deshalb geringer sein als diejenige des Lichtes. Ausserdem sind die zwei verschiedenen Geschwindigkeiten nach dieser Hypothese unverständlich und die Reflexion des Lichtes durch Nebelgase physikalisch unhaltbar. Ferner ist das Licht nicht polarisiert, also auch nicht reflektiert.

Wilsing vermutete deshalb, dass hier eine Wirkung ähnlich derjenigen bei Kometenschweifen vorliegt, und Very deutete an, dass der Strahlungsdruck vielleicht etwas mit der Bewegung zu thun habe.

In der That lassen sich auf diese Weise die grössten Schwierigkeiten vermeiden. Die Strahlung der Nova muss bei ihrer Maximalhelligkeit so gross gewesen sein, dass die weggestossenen kleinen Partikelchen beinahe alle Geschwindigkeiten unter derjenigen des Lichtes erreichen konnten. Wie bei Kometen mit zwei verschieden gekrümmten Schweifen, wären hier zwei Geschwindigkeiten, die hauptsächlich (aber nicht ausschliesslich) vorkommenden und diesen entsprächen die beiden Ringe, in welchen demnach immer neue Teile zum Vorschein kommen. Die stillstehenden Teile wären dagegen feststehende Nebel, die nacheinander von Partikelchen verschiedener Geschwindigkeit erreicht werden. Das ausgesandte Licht würde wie bei anderen Nebeln von elektrischen Entladungen herrühren, also nicht polarisiert sein. Vielleicht werden auch Nebelteile durch den Stoss der Partikelchen etwas verschoben. Die Zunahme des Lichtes des äusseren Ringes scheint anzudeuten, dass der im Himmelsraum fein verteilte Nebelstoff von den kleinen Partikelchen so zu sagen zusammengekehrt wird, so dass die Dichte des fortgetriebenen äusseren Nebels immer zunimmt. Die Abnahme der Lichtstärke des inneren Ringes ist wohl ganz einfach als die Folge der zunehmenden Ausbreitung anzusehen.

XVIII. Der Erdmagnetismus.

Die horizontale Richtung der frei aufgehängten Magnetnadel (Deklination). Schon sehr frühzeitig war es bekannt, dass die Magnetnadel gegen Norden zeigt. Die Kenntnis dieser Eigenschaft scheint durch die Araber von den Chinesen nach Europa übergeführt worden zu sein. Der englische Scholastiker Alexander Neckam spricht darüber im 12. Jahrhundert. Dem im 14. Jahrhundert lebenden italienischen Schiffer Flavio Gioja schiebt man häufig die Erfindung des Kompasses zu, der Kompass wird aber schon in einem Gedicht von Guyot de Provins im Jahre 1190 als Wegweiser der Schiffer bei bewölktem Himmel erwähnt. Nach Wehner soll man schon im frühen Mittelalter den Magneten zur Orientierung (d. h. Bestimmung des Ost-Punktes) der Kirchen benutzt haben.

Die Chinesen, welche den Kompass seit etwa Anfang unserer Zeitrechnung benutzten, haben auch gefunden, dass die Richtung der Magnetnadel nicht gerade nach Norden hinzielt, sondern eine sogenannte Abweichung oder Deklination von der astronomisch bestimmten Nord-Südlinie zeigt. Die Deklination wird in einer chinesischen Naturlehre vom Jahre 1111 zu 15° westlich angegeben. Das Verdienst, die Deklination im Abendlande zuerst nachgewiesen zu haben, wird Columbus zugeschrieben, welcher am 13. Sept. 1492 auf seiner Entdeckungsreise nach Amerika 200 Seemeilen W. von Ferro die Missweisung (5,5° westl.) des Kompasses entdeckte. — Man bestimmte später den damals durch die Insel Ferro gehenden Nullmeridian, welcher die neue und die alte Welt trennen sollte, so, dass daselbst die Deklination Null sein sollte. Wegen der sekulären Änderung der Deklination war diese Bestimmungsweise sehr unpraktisch. — Eine recht unsichere Angabe vom Jahre 1681 besagt, dass ein gewisser Peter Adsigerius im Jahre 1269 eine Deklination von 5° wahrgenommen habe. Die erste genaue Deklinationsbestimmung wurde im Jahre 1510 zu Rom von Georg Hartmann aus-

geführt, welcher fand, dass daselbst das Nordende der Magnetnadel sich 6° nach Osten von der Nord-Südlinie einstellte. Mit anderen Worten, die magnetische Deklination zu Rom im Jahre 1510 war 6° östlich. Später (1536) führte Hartmann eine Bestimmung der Deklination zu Nürnberg aus. Er fand sie da gleich $10^1/_2{}^0$ östlich. Borough machte in London 1581 sehr genaue Deklinationsbestimmungen und fand sogar, dass die Magnetnadel ihre Stellung mit der Sonnenhöhe (d. h. der Tageszeit) ändert.

Um die Deklination zu bestimmen, benutzt man eine gewöhnliche auf einem Achathütchen aufgehängte Magnetnadel, deren Spitzen über einem gradierten Kreisumfange spielen. Wenn die magnetische Achse der Nadel durch ihre Spitzen ginge, so wäre eine Ablesung der Lage der beiden Spitzen genügend. Nun trifft dies nicht allgemein zu. Deshalb ist die Nadel nur lose auf das Achathütchen aufgelegt, so dass man sie abnehmen und umdrehen kann, wobei ihre frühere Unterseite nach oben kommt. Man macht jetzt eine neue Doppelablesung. Die Mittelwerte zwischen den ersten und den letzten Ablesungen geben zwei Bestimmungen, deren Mittel den wahren Wert der Deklination darstellt (vgl. Fig. 279).

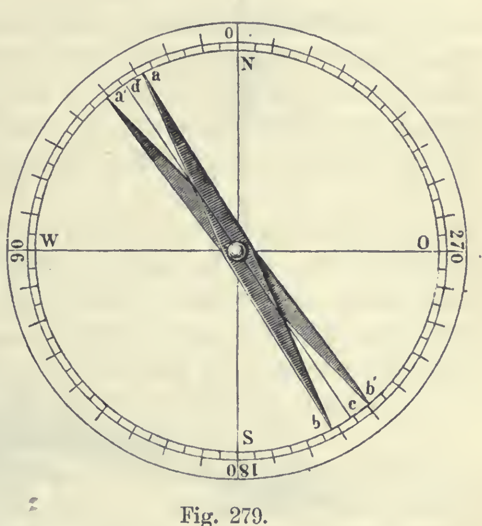


Fig. 279.

Wenn man die Abweichung der magnetischen Achse einer Nadel von der Verbindungslinie ihrer Spitzen einmal bestimmt hat, kann man sich damit begnügen und bei den folgenden Beobachtungen die bekannte Korrektion für die Abweichung einführen. Da die Magnete sich häufig langsam ändern, muss die Korrektion bisweilen neu bestimmt werden.

Die sogenannten magnetischen Theodoliten sind Verbesserungen dieses Instrumentes. Die Nadel wird an einem oder mehreren Coconfäden aufgehängt, der astronomische Meridian wird mit Hilfe eines Fernrohrs bestimmt, das auch (bei Gambeys Instrument) durch Vorlage einer Linse zur Ablesung der Nadelstellung dienen kann.

In neuerer Zeit hat man sogenannte Landesaufnahmen der magnetischen Konstanten in grossen Gebieten gemacht. Bei solchen Messungen benutzt man Reiseinstrumente. Ein solches Reiseinstrument nach Lamonts Konstruktion zeigt die nebenstehende Figur (Figg. 280—281).

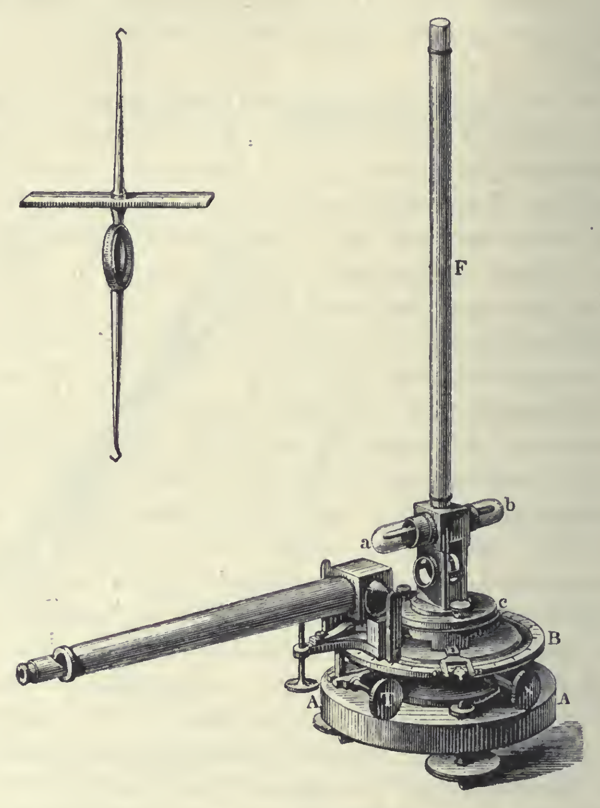


Fig. 280 und 281. Lamonts magnetisches Reiseinstrument.

Auf einem mit Stellschrauben versehenen soliden Fuss *A* ruht fest verbunden ein geteilter Kreis *B*. Darüber ist eine Scheibe *C*, die ein Fernrohr und zwei Nonien trägt, auf einem Zapfen drehbar gelagert. Sie wird in einer bestimmten Lage gegen *A* durch die Schraube *S* festgehalten. Die Schraube *T* dient zur genauen Justierung.

Das Fernrohr wird zuerst auf einen entfernten Gegenstand eingestellt (z. B. auf einen Kirchturm, eine Bergspitze oder ähnliches). Die Abweichung der Visierlinie von der Nord-Süd-Linie wird mit Hilfe einer

topographischen Karte bestimmt. Somit kennt man die Richtung der Nord-Süd-Linie auf dem Kreis *B*.

Auf *C* wird jetzt das Rohr *F* aufgeschraubt. Dieses trägt an einem Coconfaden den Magneten *a b*, der unten mit einem Spiegel fest verbunden ist (Fig. 281). Dieser Spiegel kann durch eine mit planparallelem Glas geschlossene Öffnung visiert werden. Das Haarkreuz des Fernrohrs wird durch eine seitliche Öffnung im Fernrohr beleuchtet. Steht dann der Spiegel zur Fernrohrachse senkrecht, so sieht man durch das Ocular sowohl das Haarkreuz selbst wie sein Bild, welche einander überdecken. Zu einer genauen Einjustierung dienen in vertikaler Richtung die Schraube über *A*, in horizontaler die Schraube *T* (Fig. 280).

Den Winkel zwischen der magnetischen Achse der Magnetnadel *a b* und der Spiegelnormale hat man vorher in einem festen Observatorium bestimmt. Aus der Stellung des Fernrohrs beim Zusammenfallen des Haarkreuzes und seines Bildes zum bekannten geographischen Meridian auf dem Kreise *B* berechnet man die Deklination an dem Beobachtungspunkte.

Die Bestimmung der Deklination ist für die Schiffahrt von grösster Bedeutung. Man zeichnete deshalb schon früh Karten, auf welchen die Deklinationen an bestimmten Stellen angegeben wurden. Dazu dienen die sogenannten Isogonen, Linien, welche Orte verbinden, die gleiche Deklination aufweisen. Durch einen Blick auf die Isogonenkarte ersieht man sogleich mit für praktische Zwecke genügender Annäherung die Grösse der Deklination an jedem Punkte (vgl. Fig. 282).

Solche Isogonenkarten sind zuerst von dem englischen Astronomen Halley im Jahre 1701 konstruiert worden. Die Isogonen laufen auf jeder Halbkugel in zwei Punkten zusammen, dem magnetischen und dem geographischen Pol. Der magnetische Nordpol wurde im Jahre 1831 von Ross aufgefunden, er bestimmte seine Lage zu $70^0\,5{,}3'$ n. Br. und $96^0\,45{,}3'$ w. L. von Gr. Der magnetische Südpol ist noch nicht aufgefunden worden, er liegt in ungefähr $73^0\,20'$ s. Br. und 148^0 ö. L. von Gr.

Dass die Isogonen am magnetischen Pole zusammenlaufen, beruht darauf, dass die Deklinationsnadel aus allen Richtungen gegen den Pol hinzielt. Die Deklination nimmt also in diesem Punkt alle mögliche Werte an. Am geographischen Pol, wo die Magnetnadel eine einzige Richtung hat, laufen alle Meridianlinien zusammen. Die Richtung der Magnetnadel in Bezug auf die Meridianlinie ist deshalb unbestimmt und nimmt in der Umgebung des Poles alle Werte zwischen 0^0 und 360^0 an.

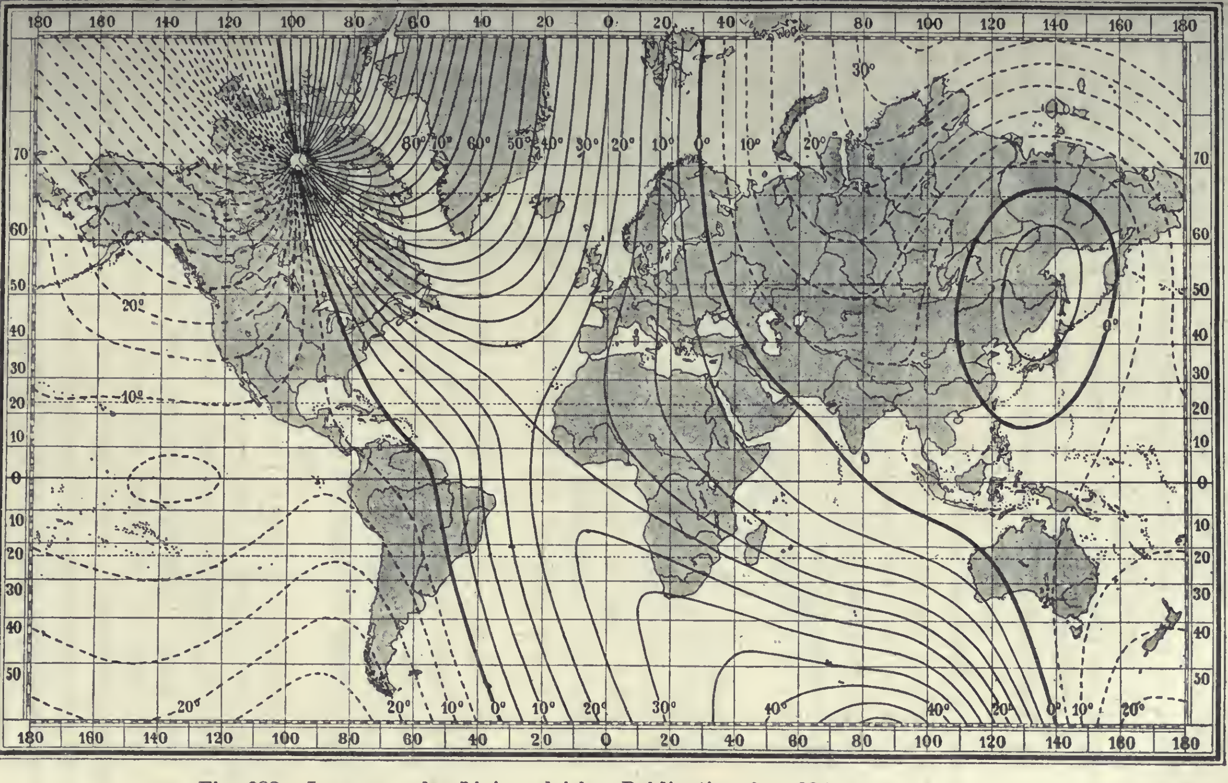


Fig. 282. Isogonen oder Linien gleicher Deklination für 1885 nach Neumayer.

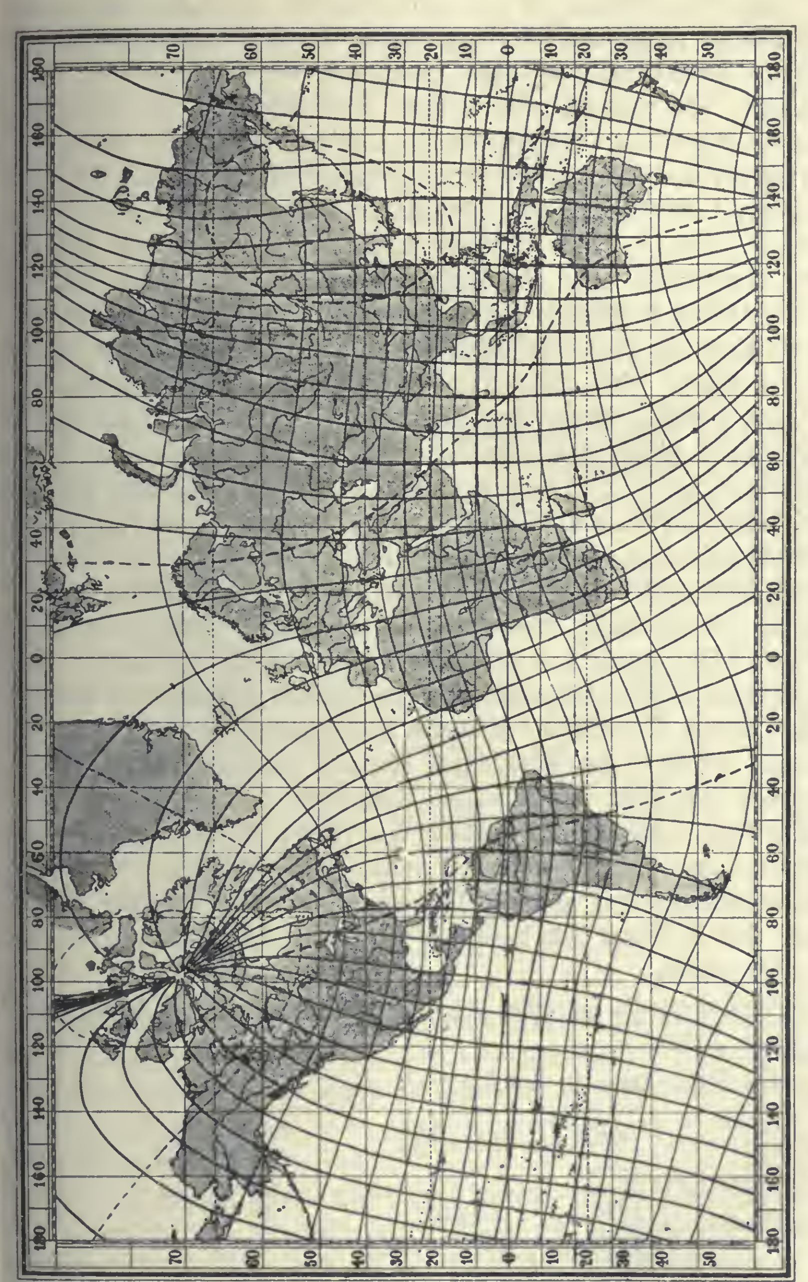


Fig. 283. Magnetische Meridiane und Parallelen (Äquipotentiallinien) für 1885 nach Neumayer.

Dass die Isogonen in den geographischen Polen zusammenlaufen hat offenbar nichts mit den Eigenschaften des Erdmagnetismus zu thun sondern beruht nur auf dem Gang der Meridianlinien an diesen Punkten. Die Isogonen sind deshalb nicht geeignet, eine Vorstellung von der Natur des Erdmagnetismus zu geben. Viel mehr sind die von Duperrey zuerst konstruierten magnetischen Meridiane und Parallelen in dieser Hinsicht lehrreich. Die magnetischen Meridiane sind so kon struiert, dass an jedem Orte der Karte ihre Tangente die Richtung der Magnetnadel hat. Die magnetischen Parallelen stehen auf den magnetischen Meridianen senkrecht. Die magnetischen Meridiane sind Kraftlinien, die Parallelen Äquipotentiallinien der horizontalen magne tischen Kraft. Eine solche Karte ist in Fig. 283 wiedergegeben.

Die Karten, welche diese Linien darstellen, sind nur für eine be stimmte Zeit giltig, weil die erdmagnetischen Elemente sich mit der Zei stark ändern. So z. B. ging die Linie, welche die Deklination Null zeig und welche auf der Karte (Fig. 282) durch einen dicken schwarzen Stric charakterisiert ist, im Jahre 1885 durch St. Petersburg, im Jahre 167 durch Berlin und im Jahre 1492 über die Azoren (Ferro). Europa (mit Aus nahme von Russland), welches jetzt durchgängig westliche Deklinatio besitzt, zeigte demnach zu Columbus Zeiten östliche Deklination. Dies sogenannte sekuläre Variation ist wahrscheinlich periodisch, die Perioden länge konnte aber wegen der kurzen Beobachtungszeit nicht genau fest gestellt werden. Sie wird durch Karten, die sich auf verschieden Epochen von 1555 ab beziehen, versinnlicht. Sie wurde zuerst in Jahre 1634 beachtet. Im Anfang des vorigen Jahrhunderts zeichnet Hansteen solche Karten für verschiedene Epochen. Theoretisch Untersuchungen von grossem Interesse über diese sekuläre Verände rung sind in letzter Zeit besonders von Carlheim-Gyllenskiöld aus geführt worden.

Wie stark die Isogonen sich mit der Zeit verschoben haben, zeigen folgende Ziffern.

Die Deklination zu London war:

1576	nach Borough	11° 15′ *E*
1580	„ „	11° 20′
1622	„ Gunter	6° 15′
1634	„ Gellibrand	4° 5′
1657		0
1818	(max. W.)	24° 30′ W.

Zu Paris war sie:

1550	8° 0′ *E*
1580	11° 30′
1634	4° 16′
1666	0 0
1688	4° 30′ *W*
1710	10° 50′
1736	15° 45′
1773	20° 0′
1814	22° 34′ (max.)
1860	19° 23′

Fig. 284 giebt diesen Gang bildlich wieder.

In Mittel-Europa nimmt die westliche Deklination um etwa 6′ jährlich ab. Die Schnittpunkte der beiden agonischen Linien, längs welchen die Deklination Null ist, mit dem Äquator, haben folgende Lage gehabt:

Jahr 1600	7° *E*	116° *E*		
1700	17° *W*	119		
1730	29	93		
1744	32	85	— —	120 *E*
1756	32	78	92 *E*	122
1770	38	78	96	121
1787	39	81	105	117
1800	42	100		
1823	43	82		
1840	48	—		
1885	56	79		
1895	57	78		

Die erste agonische Linie zeigt einen ziemlich regelmässigen Gang mit der Zeit, die zweite dagegen nicht. Sie erreicht ein östliches Maximum im Jahre 1700, geht durch ein Minimum etwa im Jahre 1760 und durch ein Maximum im Jahre 1800 und scheint jetzt wieder in der Nähe eines Minimums zu liegen.

Diese grossen Unregelmässigkeiten hängen offenbar mit der Wanderung des eigentümlichen ostasiatischen Gebietes von westlicher Deklination zusammen, welches sich jetzt nur bis zu 16° n. Br. in südlicher Richtung erstreckt (s. Fig. 282), im 18. Jahrhundert aber eine Zeit lang auf die

südliche Halbkugel übergriff, wodurch am Äquator zwei neue Punkt ohne Deklination entstanden.

Auch die Lage der magnetischen Pole hat sich mit der Zeit stark verändert. Dieselbe ist durch folgende Tabelle angegeben.

Magnetischer Nordpol.

1700	75⁰ n. Br.	116⁰ w. L.
1770	66	104
1823	68	97
1888	71	98
1895	70	97

Magnetischer Südpol.

1825	76⁰ s. Br.	136⁰ e. L.
1885	74	145
1895	73	147

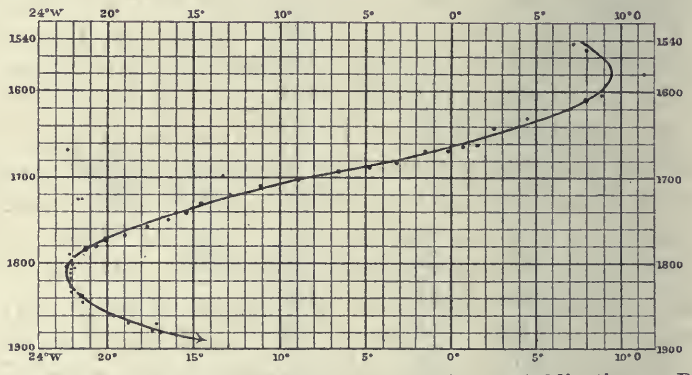


Fig. 284. Die sekuläre Schwankung der magnetischen Deklination zu Paris.

Die Inklination. Eine in ihrem Schwerpunkte aufgehängt Magnetnadel, wie ein Minenkompass, zeigt mit dem Nordende nicht nur gegen Norden, sondern auch (in unseren Gegenden) nach unten. Die Neigung gegen den Horizont wird Inklination genannt. Die erste genaue Inklinationsbestimmung wurde im Jahre 1576 von dem Konstrukteur des Inklinatoriums Robert Norman in London ausgeführt. Er fand $71^0 50'$. Aus dem Jahre 1544 liegt schon eine Beobachtung aus Nürnberg von Georg Hartmann vor, er fand jedoch 9^0 anstatt etwa 70^0.

Die Bestimmung der Inklination ist viel schwieriger als diejenige der Deklination und zwar hauptsächlich deshalb, weil es unmöglich ist, die

Magnetnadel genau im Schwerpunkt aufzuhängen. Man kann dem einigermaassen nahe kommen, indem man die Nadel so vollständig wie möglich entmagnetisiert (durch Ausglühen und Abschrecken in einer Lage senkrecht zur Richtung der erdmagnetischen Kraftlinien; die Drehungsachse der Nadel soll mit anderen Worten diesen Kraftlinien parallel gerichtet sein); dann die Nadel bearbeitet, bis der Schwerpunkt möglichst genau in die Achse fällt, was man daraus erkennt,

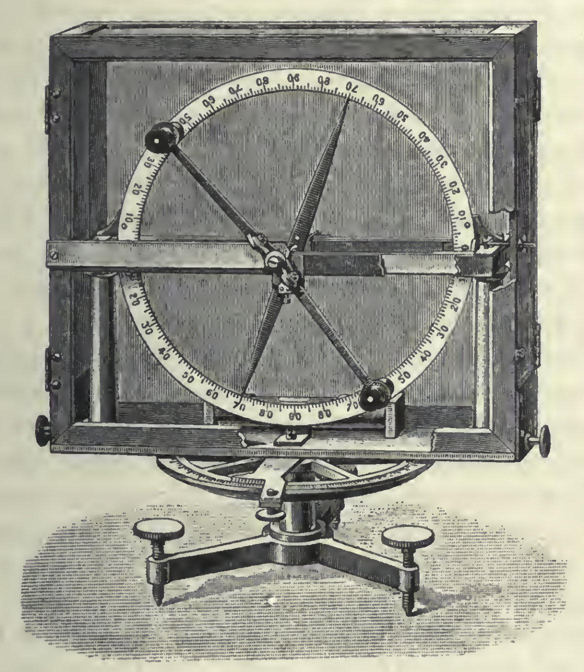


Fig. 285. Inklinatorium von Gambey.

dass die Gleichgewichtslage, wenn die Nadel in den beiden Endpunkten der Achse unterstützt wird, indifferent ist. Erst dann wird die Nadel in ihrer Längsrichtung magnetisiert und im Schwerpunkt mit der Achse im Mittelpunkt eines gradierten Kreises aufgehängt. Dieser vertikale Kreis ist um eine senkrechte Achse drehbar, wobei die Drehung auf einem horizontalen Kreis abgelesen werden kann. Zur Vermeidung störender Luftströmungen stülpt man einen Glaskasten über den vertikalen Kreis. Das ganze Instrument wird Inklinatorium genannt (Fig. 285).

Man liest die Lage der beiden Spitzen der Nadel auf der Kreisskala gewöhnlich mit Hilfe einer Lupe ab. Um den Fehler auszugleichen, der durch die Abweichung der magnetischen Achse von der Verbindungslinie der Spitzen entsteht, wird die Nadel wie bei der Deklinationsbestimmung umgedreht. Dann wird der vertikale Kreis des Inklinatoriums um 180° gedreht und dieselben Ablesungen werden wiederholt. Dadurch gleichen sich einige Fehler aus, die auf mangelnder horizontaler Einstellung und ungenauer Teilung des Kreises beruhen.

In den meisten Fällen schreibt man noch vor, die Nadel mit Hilfe kräftiger Stahlmagnete zu ummagnetisieren, und dieselben Beobachtungen dann zu wiederholen. Auf diese Weise korrigiert man für die excentrische Lage des Schwerpunktes. Es wird dabei vorausgesetzt, dass es gelingt, bei der Ummagnetisierung der Nadel dieselbe Stärke des Magnetismus jedesmal zu geben. Da dies kaum möglich ist, zieht man bisweilen vor, die betreffende Korrektion einmal in einem magnetischen Observatorium durch besondere Versuche zu ermitteln und die Ummagnetisierung zu unterlassen. Man gewinnt dadurch Zeit und entgeht der Störung durch die tägliche Veränderung.

In einigen Inklinatorien rollt die Nadelachse auf Achatplatten, die nicht vollkommen horizontal sind, wodurch ein neuer Fehler eingeführt wird. Demselben wird teilweise durch die Drehung um 180° abgeholfen.

In den Instrumenten von Barrow ist die Nadel kurz und man beobachtet ihre Spitzen mit Hilfe von zwei Mikroskopen, die mit Nonien fest verbunden sind, welche an dem vertikalen Kreis gleiten. Diese Konstruktion hat den Vorteil, dass Stösse der Nadelspitzen gegen die Kreisteilung nicht vorkommen können. Ausserdem verbiegen sich lange Nadeln etwas, wie Joule angemerkt hat. Der daraus entstehende Fehler erreicht bei den 11,5 cm langen und 1,2 cm breiten Nadeln, die man in Greenwich verwendet, $1{,}25' \sin 2i$, wo i die Inklination bedeutet. Der Fehler wächst proportional der vierten Potenz der Länge und umgekehrt proportional dem Quadrat der Breite. Für die Brunnerschen 6,5 cm langen, 1,2 cm breiten Nadeln ist er 10mal geringer. Eine andere Anordnung ist von Brunner eingeführt worden. Die Nadelspitzen spielen in seinem Instrument über zwei kleinen Hohlspiegeln, die an dem Nonien tragenden Durchmesser befestigt sind. Steht die Spitze genau im Mittelpunkt des Spiegels, so berührt sie ihr Spiegelbild, sonst sieht man einen Zwischenraum. Die Ablesung ist sehr scharf und geschieht mittelst einer Lupe.

Die Inklinationsbestimmungen sind auf diese Weise kaum genauer

als auf ein paar Bogenminuten auszuführen, während die Deklinationsbestimmungen etwa zehnmal so genau sind.

Man hat deshalb nach anderen Methoden gesucht, um genauere und bequemere Messungen zu erhalten. Auf dem Lamontschen Reiseinstrument werden mittelst Stützen zwei Stäbe aus sehr weichem Eisen in vertikaler Lage so befestigt, dass das untere Ende des einen Stabes genau östlich (magnetisch), das obere Ende des anderen Stabes genau westlich vom Mittelpunkt der Magnetnadel liegt. Zur grösseren Bequemlichkeit werden die Stäbe in messingene Hülsen eingeschoben, die an einem Kupferring befestigt sind, der auf das Instrument passt, so dass die Lage des Ringes immer dieselbe bleibt. Die Stäbe können auf vier Arten kombiniert werden durch Drehung des Ringes um je 180^0 um eine horizontale und um eine vertikale Achse. Ausserdem können die Stäbe in den messingenen Hülsen gedreht werden. Man erhält auf diese Weise acht Beobachtungen. Der in den Eisenstäben inducierte Magnetismus lenkt die Nadel von dem magnetischen Meridian ab und der Ablenkungswinkel wird gemessen. Dabei wird das Fernrohr samt dem aufgelegten Ring gedreht, so dass die Lage der Stäbe zur Magnetnadel bei der Ablesung immer die gleiche ist. Das Moment der ablenkenden Kraft wird der vertikalen Komponente, Y, des Erdmagnetismus proportional gesetzt, das bei Gleichgewicht ebenso grosse Kraftmoment, welches die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, ist dem Sinus des Ablenkungswinkels (v) und der horizontalen Komponente (X) der erdmagnetischen Kraft proportional. Man erhält so:

$$X \sin v = K \,.\, Y,$$

worin K eine Konstante bedeutet. Weiter gilt, falls i den Inklinationswinkel bedeutet:

$$\mathrm{tg}\, i = Y : X = \sin v : K.$$

Man bestimmt ein für alle mal den Wert von K in einem magnetischen Observatorium, dann erhält man aus den Beobachtungen die Grösse von i. Diese Methode hat sich jedoch als nicht ganz zuverlässig erwiesen, weil die Magnetisierung des Eisens den wirkenden magnetischen Kräften nicht genau proportional ist. Für die Temperatur muss korrigiert werden.

Eine andere Methode ist von Weber vorgeschlagen und später von Wild ausgeführt worden. Wenn man eine Drahtspule, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind, so aufstellt, dass ihre Achse den

magnetischen Kraftlinien parallel liegt, und sie dann plötzlich um eine dazu senkrechte Achse um 180⁰ dreht, so giebt das Galvanometer einen Ausschlag, welcher (nach eingeführter Korrektion für die Dämpfung) der Intensität des magnetischen Kraftfeldes proportional ist.

Stellt man die Spulenachse einmal vertikal, ein anderes Mal nach der Deklinationsnadel gerichtet, so erhält man bei der Drehung um 180⁰ die relative Grösse der horizontalen (X) und vertikalen (Y) Komponente des Erdmagnetismus und folglich den Inklinationswinkel.

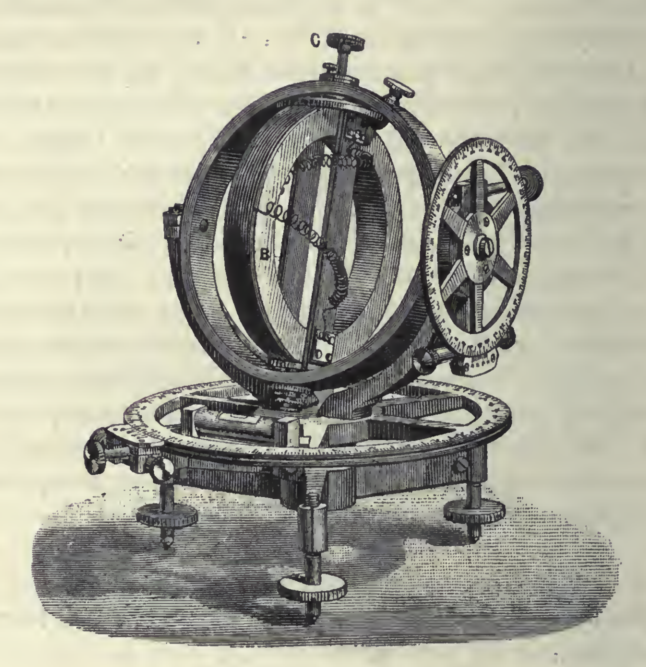


Fig. 286. Erdinduktor von W. Weber.

Steht die Spulenachse senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien, so wird der Ausschlag bei einer Drehung um 180⁰ Null. Durch Vorsprünge, gegen welche der Rahmen der Spule schlägt, kann man die Grösse der Drehung auf genau 180⁰ begrenzen. Die Ausschläge können durch das sog. Multiplikationsverfahren stark vergrössert werden. Dieses besteht darin, die Nadel des Galvanometers durch die erste Drehung in Bewegung zu setzen, ihr dann bei Umkehr ihrer Schwingungsrichtung durch Rückdrehung der Spule um 180⁰ einen neuen Stoss zu geben und so weiter bei jeder Umkehrung.

Die Spule wird wie eine Inklinationsnadel mit einem vertikalen und einem horizontalen Kreis montiert (vgl. Fig. 286). Man kann dann leicht

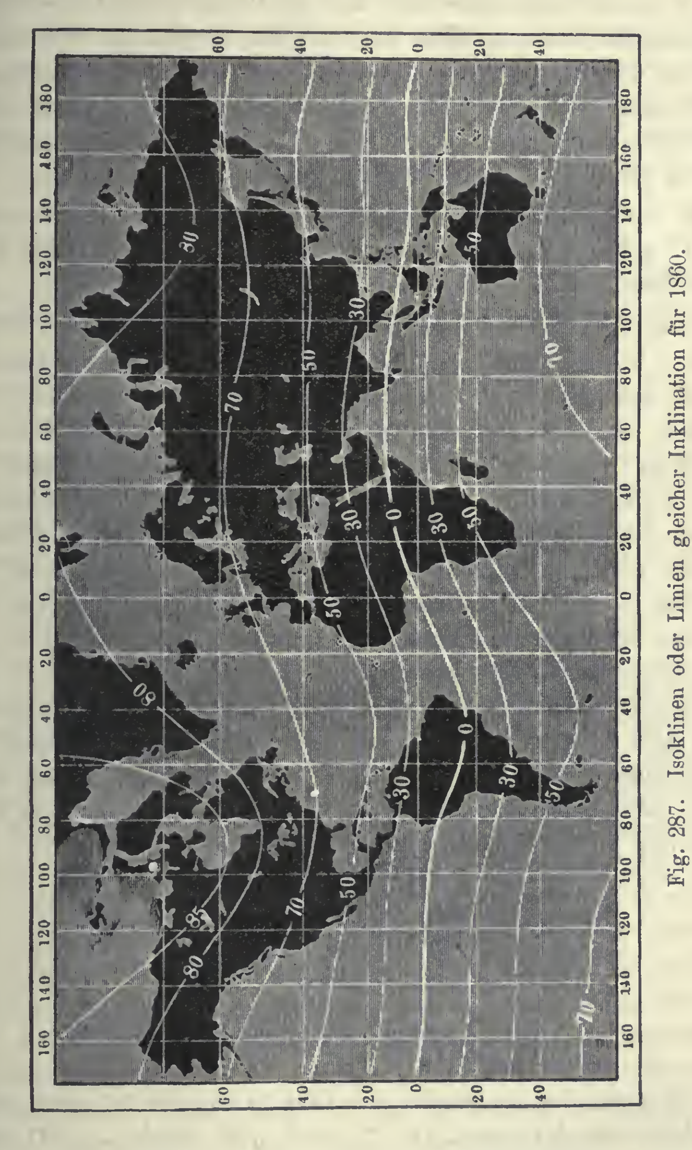


Fig. 287. Isoklinen oder Linien gleicher Inklination für 1860.

die Stellung aufsuchen, bei welcher kein Ausschlag bei Drehung um eine vertikale Achse resultiert. Die Spulenachse steht dabei auf der Richtung der Deklinationsnadel senkrecht. In ähnlicher Weise sucht

man nachher die Richtung der Kraftlinien in der Vertikalebene des magnetischen Meridians auf und findet so die Inklination.

Bei einigen Apparaten ersetzt man die Drehung um 180° durch eine kontinuierliche Drehung, wobei entweder ein Telephon als Stromindikator dient oder die Drehungsachse mit einem Kommutator versehen ist, der die entstehenden Wechselströme in Gleichströme verwandelt, welche galvanometrisch gemessen werden können. Bei Stromlosigkeit steht die Drehungsachse in der Richtung der Inklinationsnadel.

Die besten Apparate dieser Art sollen nach Wild eine Genauigkeit von 0,1′ geben. Kleinere Apparate, die als Reiseinstrumente benutzt werden können, sollen auf 1′ genaue Messungen geben.

Ebenso wie die magnetische Deklination von Ort zu Ort veränderlich ist, ist es auch die Inklination. Im allgemeinen nimmt sie von dem Äquator zu den Polen hin zu und auf der nördlichen Halbkugel neigt sich das Nordende gegen den Boden. Man hat seit Wilcke (1768) auf Karten Orte gleicher Inklination verbunden. Die so entstandenen Linien werden Isoklinen genannt. Die Fig. 287 giebt die Isoklinen für das Jahr 1860 wieder. Die Isokline Null, längs welcher die Inklination Null ist, auch der magnetische Äquator genannt, schneidet auf dieser Karte den geographischen Äquator 2° W und 174° W von Greenwich. In der alten Welt liegt sie nördlich vom Äquator und erreicht ihr nördliches Maximum im Omanschen Meer (13° n. Br.). Auf der westlichen Halbkugel erreicht sie ihre südliche Grenze (etwa 17° s. Br.) in Brasilien. Im grossen Ocean nähert sie sich dem geographischen Äquator und der Eindruck drängt sich auf, dass die grossen Landmassen Afrikas, Asiens und Südamerikas diese Linie gegen sich hinziehen. Die Schnittpunkte der Null-Isogone mit dem Aquator lag:

im Jahr 1700	bei	36° E		
1768	„	37° E		
1780	„	21° E	und	108° W
1825	„	5° E	„	182° W
1885	„	9° W	„	168° W.

Die Inklination zu London, die 1576 71° 50′ betrug, ging im Jahre 1723 durch ein Maximum 74° 42′ und sinkt seitdem. 1821 war sie 70° 3′ und 1894 67° 6′.

Die jährliche Abnahme der Deklination beträgt jetzt in West- und Mittel-Europa 2—3′.

Die Horizontalintensität. Ausser der Deklination und Inklination giebt es bei dem Erdmagnetismus noch ein charakteristisches Element, nämlich die Intensität der magnetischen Kraft.

Anfangs begnügte man sich damit, relative Messungen der Stärke auszuführen. Dieser Art sind die umfassenden Messungen von Humboldt, Gay Lussac und Hansteen vom Anfang des vergangenen Jahrhunderts. Die Methode stammt von Borda (1776). Man hängt einen Magneten mittelst eines Seidenfadens in einer Dose horizontal auf und beobachtet die Anzahl Schwingungen in einer gegebenen Zeit, z. B. einer Stunde. Die Schwingungen müssen geringe Amplitude haben, sie werden deshalb mit Hilfe eines Mikroskopes beobachtet. Ist die betreffende Zahl an einer Stelle u, an einer anderen u_1, so gilt:

$$\frac{u^2}{u_1{}^2} = \frac{HM}{H_1 M_1}.$$

Das magnetische Moment M des Magneten kann als in beiden Fällen gleich angesehen werden, wenn er keinen Stössen, mechanischer Bearbeitung oder heftiger Erwärmung ausgesetzt gewesen ist.

Zwar nimmt das magnetische Moment zufolge des induzierten Magnetismus etwas zu nach der Formel:

$$M = M_0 \; (1 + fH),$$

worin M_0 das Moment bei Aufhebung der horizontalen Komponente (H) des Erdmagnetismus und f einen kleinen nahezu konstanten Faktor bedeutet. Dieses f kann man experimentell in der Weise bestimmen, dass man den Magneten in eine lange Drahtspule einlegt, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man legt die Spule erst in die Richtung des magnetischen Meridians und dreht sie dann plötzlich senkrecht dazu. Das induzierte magnetische Moment verschwindet und man erhält einen dementsprechenden Ausschlag. Es giebt auch andere Methoden dieser Bestimmung. Man findet, dass bei stark magnetisierten Stahlstäben, deren Länge ihre Breite 30 mal übersteigt, f etwa 0,001 ist, also in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann, besonders wenn H nicht allzu grossen Änderungen unterworfen ist.

Um gegen zufällige Fehler, welche die Magneten schwächen, geschützt zu sein, führt man bei solchen Messungen mehrere, gewöhnlich drei Magneten mit, deren Angaben einander kontrollieren.

Gauss gab zuerst eine genaue Methode an, die Stärke der Horizontalintensität zu messen. Derjenige Magnetstab, durch dessen Schwin-

gungen man HM bestimmt, wird in die Nähe einer Deklinationsnadel gebracht, deren Ablenkung aus dem magnetischen Meridian von dem Verhältnis der Stärke des Magneten und des erdmagnetischen Feldes abhängig ist. Aus dieser Abweichung kann man also $H|M$ berechnen. Beide Bestimmungen zusammen geben Werte von sowohl H wie M.

Es gelten hier folgende Formeln, in welchen K das Trägheitsmoment des Magnetstabes, M sein magnetisches Moment, L sein Polabstand, r die Entfernung seines Mittelpunktes von dem Mittelpunkt der um den Winkel φ abgelenkten Deklinationsnadel, deren Polabstand l sein möge, τ seine Schwingungsdauer und ϑ das Torsionsverhältnis des Fadens bedeutet, welches durch Vergleichung der Schwingungsdauer des Magnetstabes und eines unmagnetischen Körpers bestimmt wird:

$$MH = \frac{\pi^2 K}{\tau^2 (1 + \vartheta)}$$

$$\frac{M}{H} = \alpha \frac{r^3 tg\,\varphi}{1 + \eta/r^2},$$

worin $\eta = \frac{1}{2} L^2 - \frac{3}{4} l^2$ und $\alpha = 1$ oder $\frac{1}{2}$ ist, je nachdem der Mittelpunkt des Stabes in der magnetischen Nord-Süd- oder Ost-West-Linie durch den Mittelpunkt der Nadel liegt. Die Richtung des Magnetstabes selbst soll immer magnetisch ost-westlich sein.

Das Reiseinstrument von Lamont und andere Deklinationsinstrumente sind deshalb mit einer auflegbaren in Centimeter geteilten Schiene versehen, auf die man einen Magnetstab in bestimmter Entfernung von der Deklinationsnadel auflegen kann. Die dadurch hervorgerufene Deviation φ wird abgelesen. Dabei legt man den Stab sowohl östlich als auch westlich von der Nadel auf und dreht ihn um, so dass man vier Ablesungen erhält. Als Polabstand kann man mit genügender Genauigkeit $\frac{5}{6}$ der Magnetenlänge nehmen. Bei genauen Messungen ist in MH die Korrektion für induzierten Magnetismus einzuführen.

Bei den erstgenannten Messungen ist für die Temperatur ebenfalls eine Korrektion nötig, welche durch besondere Versuche zu bestimmen ist, indem man den Magnetstab an derselben Stelle bei zwei Temperaturen schwingen lässt. Das magnetische Moment nimmt mit steigender Temperatur ab, und zwar in den meisten Fällen um etwa 0,05 Proz. pro Grad Celsius; diese Zahl kann bisweilen auf den doppelten Betrag steigen.

Ferner nimmt das magnetische Moment langsam mit der Zeit ab. Anfangs ist die Abnahme grösser, später geringer. Lamont fand für einen

Magnetstab in 12 Jahren anfangs 1,6, zuletzt 0,6 und im Mittel etwa 1 Proz. Abnahme pro Jahr.

Diese Eigenschaften der Magnete treten auch bei den Bestimmungen der Horizontalintensität nach der Gaussschen Methode hervor.

Zur Bestimmung der relativen Stärke der Horizontalintensität an verschiedenen Orten hat Kohlrausch ein sogenanntes Lokalvariometer konstruiert. Dasselbe besteht aus einer Bussole mit kleiner Magnetnadel, unter welcher ein Magnetstab drehbar ist. Der Mittelpunkt des Stabes liegt senkrecht unter demjenigen der Nadel. Derselbe ist so eingestellt, dass er auf die Bussolennadel eine etwas grössere Kraft in horizontaler Richtung als der Erdmagnetismus ausübt. Man stellt zunächst das Instrument an einem Ort, wo die Horizontalkomponente H ist, so ein, dass der Stab und die Bussolennadel parallel stehen. Die Nadel ist dann nach dem magnetischen Meridian eingestellt. Dann dreht man den Stab, bis die Nadel senkrecht auf dem magnetischen Meridian steht, und schraubt einen Anschlag gegen den Stab in dieser Stellung, ebenso verfährt man mit der Einstellung auf der anderen Seite. Der halbe Drehungswinkel zwischen diesen beiden Lagen heisse φ. Ist die Richtkraft des Stabes auf die Nadel gleich J, so wirkt die Kraft $J \cos \varphi$ nach Süden, H dagegen nach Norden, welche einander Gleichgewicht halten, so dass $H = J \cos \varphi$. Die Kraft $J \sin \varphi = H \operatorname{tg} \varphi$ stellt die Nadel in ost-westlicher Richtung ein.

An einer anderen Stelle, wo die Horizontalkomponente H_1 sein mag, dreht man den unteren Richtmagneten, nachdem die Bussolennadel in den Meridian eingestellt ist, erst φ Grad nach der einen, dann φ Grad nach der anderen Seite, was mit Hilfe der Anschläge leicht zu machen ist. Die Nadel stellt sich dann nicht genau ostwestlich, sondern bildet mit dieser Richtung einen Winkel E, der das Mittel aus den beiden abgelesenen Winkeln E_1 und E_2 ist. Es wirken jetzt folgende Kräfte: in nordsüdlicher Richtung $H_1 - H$, in ostwestlicher, wie früher $H \operatorname{tg} \varphi$. Folglich ist:

$$\operatorname{tg} E = (H_1 - H)/(H \operatorname{tg} \varphi),$$

woraus H_1 leicht berechnet werden kann, wenn man H kennt. (H wird in einem magnetischen Observatorium bestimmt und das Instrument als Reiseinstrument in der Umgebung benutzt.) Dieses Instrument muss für den Temperatureinfluss korrigiert werden.

Man hat die Horizontalintensität des Erdmagnetismus für viele Punkte der Erde bestimmt. Die Linien, welche Punkte von gleicher Horizontalintensität verbinden, werden Isodynamen genannt. Da die

Richtung der Horizontalintensität auf diesen Kurven senkrecht steht, so verlaufen sie senkrecht zu den von Duperrey gezeichneten magnetischen Meridianlinien. Sie werden deshalb häufig magnetische Parallele genannt und sind in die Figur 283 eingezeichnet (vgl. S. 932).

Sie zeigen grosse Ähnlichkeit mit den Isoklinen. Die Karte (Fig. 283) ist von Neumayer gezeichnet, und die darin enthaltenen Werte des Potentials sind durch den Erdradius R geteilt. Die Isodynamen oder Äquipotentiallinien der Horizontalkomponente sind für Differenzen von 0,04 absoluten Einheiten des Wertes $V:R$ gezeichnet. Die durch Nordasien, nördlich von Europa, durch Island, Neufundland, das Gebiet der grossen Seen in den Vereinigten Staaten und Süd-Alaska verlaufende Isodyname hat den Wert $V/R = -0{,}28$. Die Isodyname $+0{,}20$ geht durch die Mitte von Australien südlich von Südafrika und durch das Feuerland. Die grösste durch R geteilte Potentialdifferenz beträgt etwa 0,64 absolute Einheiten und der Mittelwert ist gleich Null gesetzt. Die entsprechende Isodyname kann gewissermaassen als der isodynamische Äquator bezeichnet werden. Sie ist in Fig. 283 dicker gezeichnet als die anderen Isodynamen. Sie schnitt den geographischen Äquator im Jahre 1825 bei 11° e. L. und 170° w. L., im Jahre 1885 bei 4° e. L. und 158° w. L. Auch die Horizontalintensität hat sich mit der Zeit geändert. Sie nimmt in West-Europa allmählich zu. So wuchs sie zu Göttingen von 1834 bis 1853 von 0,1774 auf 0,1805, zu München von 1853—1871 von 0,1958 auf 0,2009. In Italien nimmt sie etwas ab. In Süd-Amerika ist die Abnahme sehr stark.

Für Potsdam ist (t bedeutet Jahreszahlen) nach Eschenhagen:

$$D_t = 9^0\,56{,}3' + 5{,}2'\,(1900 - t)$$

$$H_t = 10^{-5}\left[18844 - 22{,}7\,(1900 - t)\right]$$

$$J_t = 66^0\,33{,}7' + 1{,}4'\,(1900 - t).$$

Multipliziert man die Horizontalintensität an einer Stelle mit dem tg i, so erhält man die magnetische Totalintensität an dieser Stelle. Auch für diese Totalintensität hat man Karten gezeichnet. Sie besitzt ein Minimum in der Nähe des Äquators, etwa 0,26 absolute Einheiten auf 22° s. Br. und 28° w. L. und Maxima von etwa 0,70 abs. Einh. in der Nähe der magnetischen Pole. Die Maxima und Minima sind von geschlossenen Kurven umgeben, und sekundäre Maxima und Minima kommen in ziemlich unregelmässiger Weise vor.

Beobachtungen auf dem Meer. Wenn die See nicht ganz ruhig ist, was ja nur selten eintrifft, muss man an Bord die magnetischen Beobachtungen in anderer Weise wie auf dem festen Land ausführen. Die Instrumente sind mit Cardanischer Aufhängung versehen, damit sie, soweit möglich, gleich gerichtet bleiben. Jedenfalls werden die Beobachtungen viel weniger genau als auf dem Festland.

Die Deklinationsnadel wird in gewöhnlicher Weise abgelesen. Man vergleicht dabei die Richtung der Deklinationsnadel mit derjenigen der Schiffsachse, welche durch den Kurs auf der Seekarte bestimmt ist. Diese Bestimmungen werden höchstens auf 0,5^0 genau.

Zur Bestimmung der Inklination benutzt man ein Instrument von Fox, in welchem die Inklinationsnadel mit ziemlicher Reibung auf ihren Lagern ruht. Bei schwacher Erschütterung des Instruments, hervorgerufen durch Streichen mit einem gestreiften Spatel aus Horn oder Elfenbein, stellt sich die Nadel in die Gleichgewichtslage ein. Das Instrument ist in Cardanischen Ringen aufgehängt; man streicht es in einem Augenblick, in dem die Bewegungsebene der Nadel so weit wie möglich in die magnetische Meridianebene fällt und die Achse des Instruments horizontal ist, was an einer Wasserwage beobachtet wird.

Auf diese Weise erhält man die Inklination ungefähr ebenso genau wie die Deklination. Man benutzt auch dasselbe Instrument, um die Stärke des Magnetfeldes zu bestimmen. Zu diesem Zweck ist an der Achse der Nadel ein Rädchen mit Rinne am Rand befestigt, um welches ein Faden gelegt ist, an dem ein kleines Gewicht angehängt werden kann. Dadurch wird die Nadel um einen bestimmten Winkel aus der Inklinationsrichtung abgelenkt, woraus die Totalintensität, wenn das magnetische Moment der Nadel bekannt ist, berechnet werden kann. Zu demselben Zweck können kleine Magnete von bekannter Stärke, deren ablenkende Wirkung auf die Nadel abgelesen wird, dienen.

Magnetische Variationsinstrumente. Wie wir unten sehen werden, bieten die Schwankungen der erdmagnetischen Elemente ein ganz besonderes Interesse. Man hat deshalb Instrumente konstruiert, deren hauptsächliche Aufgabe ist, die Veränderungen der magnetischen Elemente anzugeben. Meist sind dieselben mit selbstthätiger Registrierung versehen. Gewöhnlich geschieht dies photographisch, indem ein Spiegel an dem beweglichen Teil des Instrumentes befestigt ist, welcher das reelle Bild eines Lichtpunktes auf ein bewegliches lichtempfindliches Papier wirft, das von einem Uhrwerk mit gleichmässiger Geschwindigkeit fortgeschoben wird. Bei der Bewegung des Spiegels verschiebt sich

der Bildpunkt senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papiers. Demzufolge zeichnet dieser Bildpunkt eine Kurve, aus welcher der Stand des Spiegels in jedem Augenblick abgelesen werden kann.

Zur Beobachtung der Schwankungen der Deklination braucht man nur eine horizontal aufgehängte Magnetnadel mit einem vertikalen Spiegel zu verbinden.

Die Schwankungen der Horizontalkomponente werden mit Hilfe eines Bifilarmagnetometers registriert. In diesem Instrument ist ein Magnetstab an zwei Fäden aufgehängt, und diese Aufhängung ist so weit gedreht, dass der Magnetstab senkrecht auf den magnetischen Meridian steht. Das Drehungsmoment der bifilaren Aufhängung ist in diesem Fall genau gleich demjenigen MH der horizontalen Komponente. Ändert sich H, so dreht sich der Stab proportional der Änderung. Einen ebensolchen Einfluss hat eine Änderung des magnetischen Momentes M, d. h. der Temperatur. Wenn also dH die Änderung der Horizontalkomponente, n die Abweichung (in Skalenteilen) und $t - t_0$ die Temperaturabweichung von einer mittleren Temperatur t_0 bedeuten, so gilt folgende Gleichung:

$$dH = An + B(t - t_0),$$

worin A und B Konstanten sind.

Schwankungen der vertikalen Komponente werden auf der nach ihrem Konstrukteur sogenannten Lloydschen Wage abgelesen. Ein Magnetstab ist wie ein gewöhnlicher Wagebalken auf einer stählernen Schneide über Achatpfannen in horizontaler Lage aufgehängt. Der Wagebalken ist zur Justierung und Regulierung der Empfindlichkeit mit zwei kleinen in Schraubgewinden verschiebbaren Laufgewichten versehen. In diesem Fall hält das statische Moment des Gewichtes des Magnetstabs dem Drehungsmoment der vertikalen magnetischen Kraft das Gleichgewicht. Ändert sich diese, so neigt sich die Wage, was mit Hilfe eines daran befestigten Spiegels abgelesen wird. Ist dZ die Änderung der Vertikalkomponente, so gilt:

$$dZ = A_1 n_1 + B_1 (t_1 - t_0),$$

worin A_1 und B_1 neue Konstanten, n_1 die abgelesene Abweichung ist, und $(t_1 - t_0)$ ähnliche Bedeutung wie vorhin hat.

Die Konstanten A, A_1, B und B_1 werden experimentell bestimmt. Zur Ermittelung von A und A_1 dient ein kleiner Hilfsmagnet, der in bestimmter Entfernung angebracht die Feldstärke in genau bekannter

Weise ändert. Durch horizontale und vertikale Einstellung des Hilfsmagneten kann man die horizontale oder vertikale Komponente in bekannter Weise abschwächen. Man liest n und n_1 ab und kennt dH und dZ, woraus A und A_1 berechnet werden.

Zur Bestimmung der Werte B und B_1 heizt man das Zimmer, in welchem die Instrumente stehen und notiert ihre Schwankung mit der Temperatur, während in einem nicht geheizten Nebenzimmer Kontrollapparate, die von der Temperatur unabhängige Schwankung angeben. Es sind auch von Liznar für das Bifilarmagnetometer Kompensations-

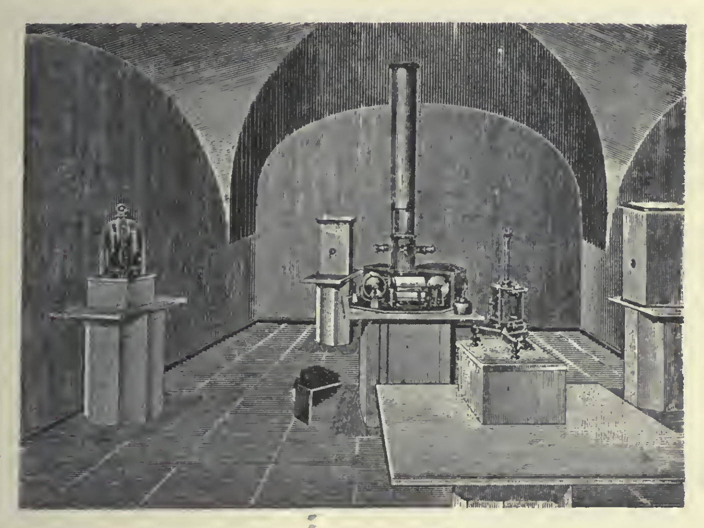


Fig. 288. Variationsinstrumente im magnetischen Observatorium zu Potsdam.

verfahren in der Aufhängung angegeben, welche den Einfluss der Temperatur auf den Magnetstab dieser Instrumente ausgleichen sollen. In Pawlowsk hält man durch Heizung das Magnetenzimmer auf nahezu konstanter Temperatur.

Die magnetischen Variationsinstrumente werden zusammen mit absoluten Instrumenten in magnetischen Observatorien aufgestellt, die nach gemeinsamem Plan eingerichtet sind. Häufig sind sie in Kellerräumen untergebracht, damit die Temperaturschwankungen nicht allzu gross werden.

Fig. 288 zeigt das Innere eines solchen Observatoriums (in Potsdam). In der Mitte steht die Lampe und unter derselben sind drei cylindrische

Rollen sichtbar, von welchen jede die Angaben eines Instrumentes aufzeichnet.

Der Grund des Zusammenarbeitens ist die schon früh (Ende des 18. Jahrhunderts) gewonnene Erkenntnis, dass magnetische Störungen gleichzeitig in weit von einander entfernten Orten — Upsala und London nach den Beobachtungen von Celsius und Canton — auftreten. Arago fand dasselbe betreffs Paris und Kasan, die etwa 47° Längegrade von einander entfernt sind. Humboldt errichtete 1827 ein magnetisches Observatorium in Berlin und bewog die Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg, ähnliche Observatorien in Petersburg, Kasan, Moskau, Barnaul, Nertschinsk, Nicolaijew und Peking anzulegen.

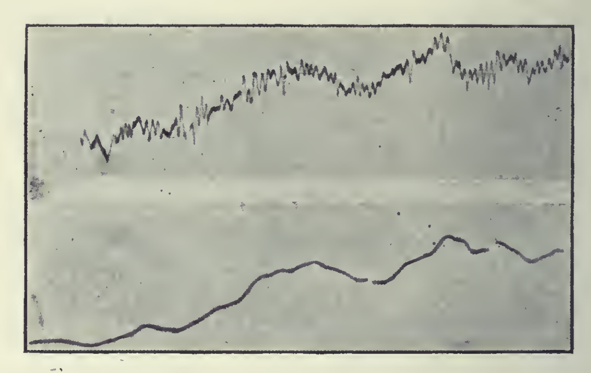


Fig. 289. Horizontalintensität am 12. Juli 1898 registriert zu Amalienhof (obere Kurve, gestört) und gleichzeitig zu Potsdam (untere Kurve, ungestört).

Nachdem Gauss 1834 mit Unterstützung von Sartorius von Waltershausen sich überzeugt hatte, dass die magnetischen Schwankungen in Göttingen und Würzburg gleichzeitig sind, bildete sich auf Initiative von Gauss und Weber der magnetische Verein, welcher 1836—42 gleichzeitige Beobachtungen anstellte in Dublin, Greenwich, Upsala, Stockholm, Kopenhagen, Breda (Holland), Brüssel, Berlin, Göttingen, Marburg, Leipzig, Heidelberg, Breslau, St. Petersburg, Prag, Krakau, Kremsmünster (Ungarn), Genf und Mailand.

Die Arbeit dieser Observatorien zeigte eine vollkommene Gleichzeitigkeit der magnetischen Störungen in Europa. Zur Ergänzung dieses Resultates richtete Royal Society in London auf Vorschlag von Lloyd und Sabine magnetische Observatorien in Toronto (Canada), Hobarton (Tasmanien), Capstadt und auf St. Helena ein, die in den Jahren 1841—48

gleichzeitig mit einigen europäischen Stationen die magnetischen Variationen studierten.

Nachdem die kultivierten Teile der Erde auf diese Weise erforscht waren, schlug Weyprecht vor, die arktischen Landesteile in ähnlicher Weise zu untersuchen. Im Jahre 1882—83 wurden von den beteiligten Ländern Expeditionen ausgesandt nach folgenden Stationen: Point

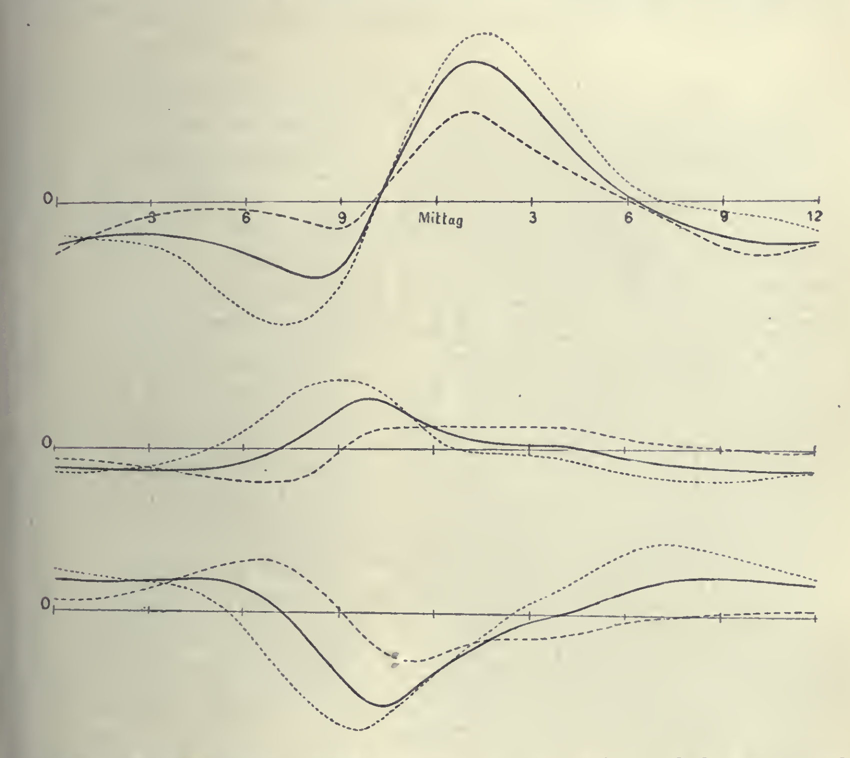


Fig. 290. Täglicher Gang der Deklination, der Inklination und der Horizontalintensität zu Parc St. Maur bei Paris. ... Mai-Juli --- Nov.-Jan. — Jahr. Westliche Deklination ist als positiv gerechnet.

Barrow, Lady Franklins Bay, Fort Rae und Kinguafjord im arktischen Nordamerika, Godthaab auf Grönland, Jan Mayen, Cap Thordsen auf Spitzbergen, Nowaja Semlja, Bossekop und Sodankylä in den nördlichsten Teilen Norwegens und Finnlands, Dicksons Hafen an der Lena-Mündung, Süd Georgien und Cap Horn, welche ein überaus reiches Material gleichzeitig mit den älteren Observatorien einsammelten.

Ausserdem sammeln die meisten Reiseexpeditionen auf dem Meer magnetische Beobachtungen, von welchen die bekanntesten sind: die

französische Recherche-Expedition (1838—40), die Expeditionen von Sir James Ross zum magnetischen Nordpol (1831) und zu den Südpolarländern (1839—43) und die englische Challenger-Expedition (1873—76).

Die Arbeit der magnetischen Observatorien ist in letzter Zeit durch die elektrischen Strassenbahnen für Gleichstrom mit Oberleitung und Rückleitung durch die Schiene stark gestört worden. Jedes Ingangsetzen und jedes Anhalten eines elekrischen Wagens bringt eine Störung der magnetischen Kurven mit sich, welche in Entfernungen von 8, ja sogar 14 Kilometern fühlbar ist. Durch diesen Umstand sind alle magnetischen Observatorien in Amerika brach gelegt worden und diejenigen in Europa sind teilweise unbrauchbar geworden, teilweise sehr stark gefährdet. Die Wirkung einer genügend langen elektrischen Bahn ist nach Messungen bei Spandau nahezu der Entfernung umgekehrt proportional.

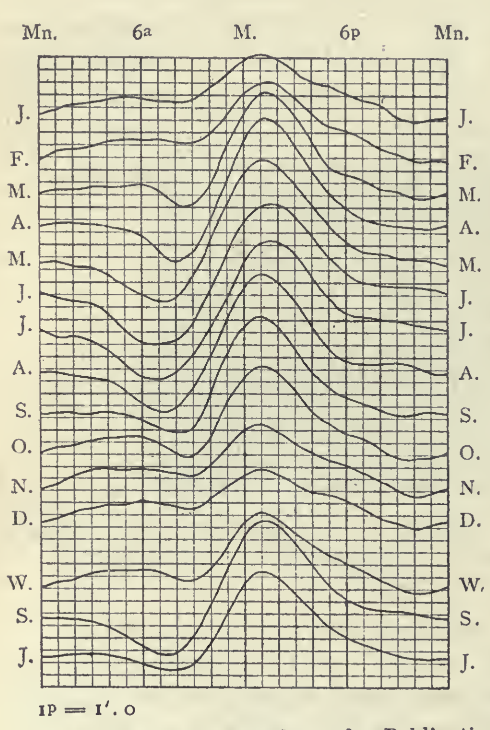


Fig. 291. Tägliche Schwankung der Deklination zu Potsdam (nach Lüdeking).

Fig. 289 zeigt die Registrierung der magnetischen Horizontalintensität während 40 Minuten in Amalienhof 3 km weit von der Strassenbahn in Spandau und gleichzeitig in Potsdam. Wenn nicht die kleine elektrische Bahn, die noch in 8 km Entfernung sich bemerkbar machte, störend wirkte, so müssten die beiden Aufzeichnungen identisch sein. Offenbar kann man von der oberen Kurve sehr wenig Nutzen für wissenschaftliche Zwecke gewinnen.

Diesen Schwierigkeiten könnte man auf zweierlei Weise entgehen. Entweder so, dass man eine isolierte Rückleitung des Stromes benutzte, was jedenfalls nicht unbedeutende Kosten erfordern würde, oder auch so, dass Wechselströme (speziell Drehströme) zur Verwendung

kämen. Auch in diesem Fall wäre isolierte Rückleitung erwünscht, was auch viele andere Vorteile, wie Vermeidung der Störung des Fernsprechverkehrs durch die sog. „vagabondierenden Ströme“ und grössere Sicherheit gegen Lebens- und Feuersgefahr mit sich führen würde.

Tägliche Schwankung des Erdmagnetismus. Wie schon erwähnt, bemerkte Borough bei seinen Beobachtungen zu Limehouse bei London im Jahre 1580 tägliche Änderungen von 20′ bis 30′ im Stande

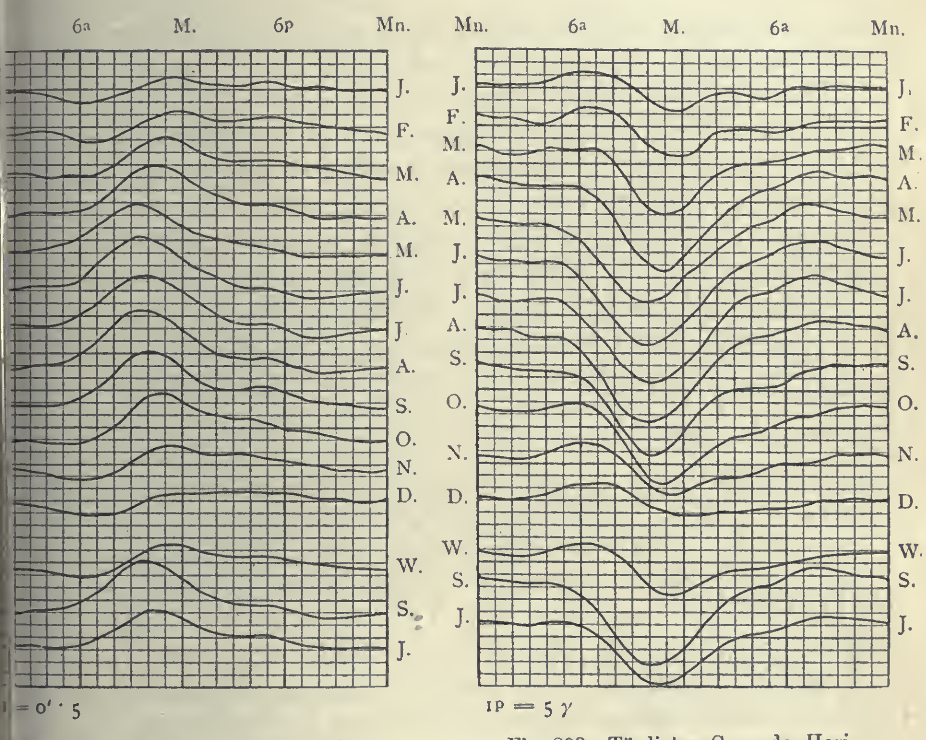


Fig. 292. Täglicher Gang der Inklination zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Fig. 293. Täglicher Gang der Horizontalintensität zu Potsdam 1890 bis 1899 nach Lüdeking.

der Deklinationsnadel, dieselben wurden aber nicht weiter beachtet. Ein englischer Uhrmacher, Graham (1722), glaubte erst, dass diese Schwankungen auf Fehlern in der Aufhängung der Nadel beruhten, nachdem er aber gefunden hatte, dass mehrere Nadeln den gleichen Gang zeigten, gewann er die Überzeugung, dass die Schwankungen wirklich vorhanden waren. Anders Celsius in Upsala beobachtete sie von 1741 an regelmässig mit Hilfe seines Adjunkten Hiorter. Sie

fanden 1747 eine Maximalabweichung von etwa 5′ gegen Osten um 8^h V.M. — östliche Abweichungen von der Mittellage werden gewöhnlich als positiv, westliche als negativ bezeichnet — und eine ebenso grosse nach Westen um 2^h N.M. Ausserdem fanden sie Störungen, die mit den Nordlichtern in Zusammenhang standen. Canton, der 4000 seit 1756

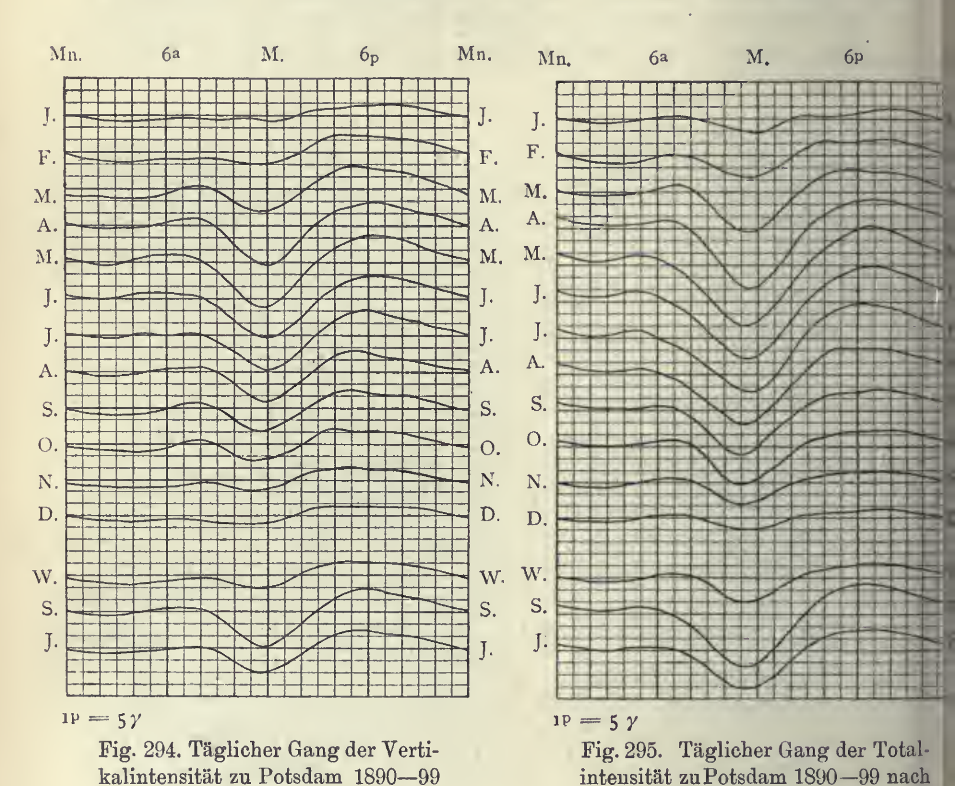


Fig. 294. Täglicher Gang der Vertikalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Fig. 295. Täglicher Gang der Totalintensität zu Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

in England angestellte Beobachtungen diskutierte, gelangte 12 Jahre später (1759) unabhängig zu ganz ähnlichen Schlüssen.

Seitdem hat man ähnliche tägliche Schwankungen und Störungen auch in dem Gange der Inklination und Horizontalintensität aufgefunden. Fig. 290 stellt die tägliche Schwankung der erdmagnetischen Elemente in Parc St. Maur bei Paris dar (Westrichtung als positiv gerechnet).

Figg. 291—295 geben die tägliche Schwankung der Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Totalintensität zu Potsdam in den Jahren 1890—99 für jeden Monat, Winter (Okt.—März), Sommer (April—

Sept.) und Jahr wieder. Die Westrichtung ist als positiv gerechnet. Die Schwankungen der Deklination sind jedenfalls am besten untersucht und am leichtesten in theoretischer Hinsicht zu übersehen.

Eine nicht unbedeutende Schwierigkeit bilden die unregelmässigen Störungen. Bisweilen, bei den nach Humboldt so genannten magnetischen Stürmen, sind sie so gross und unregelmässig, dass der Stand der Magnetnadel auf den selbsregistrierenden Instrumenten nicht abzulesen ist.

In diesem Fall verschwinden die Störungen ohne weiteres aus dem Beobachtungsmaterial bei der Bildung der Mittelwerte. Aber es giebt sehr viele Störungen, die nicht von dieser stürmischen Art sind, und die man ausschliesst, um den „normalen“ Gang rein zu bekommen. Bei dieser Ausschliessung kommen leider viele Willkürlichkeiten hinein. Sabine schlug beispielsweise vor, alle Werte, die vom Mittel um einen gewissen Betrag abweichen, wegzulassen. Das willkürliche liegt hier in der Feststellung dieses Betrages, welcher von Ort zu Ort wechselt. Dessenungeachtet ist diese Methode die gebräuchlichste. Wild in Pawlowsk ging so weit, dass er nur wenige Tage, etwa 4 bis 10 pro Monat, als „ruhig“ auswählte. In Greenwich schliesst man nur die Tage starker Unruhe aus (etwa 4 pro Monat) und von anderen Tagen nur die Stunden mit sehr grossen Störungen. Für den Rest des Materials wird eine Mittelkurve mit freier Hand gezeichnet, aus der die Werte abgelesen werden. Diese Methode scheint wohl die besten Resultate zu geben. Man benutzt dort ausserdem die Methode von Wild.

Die Deklinationsnadel erreicht um etwa 8^h V. M. ihren östlichsten Stand, etwa um $1^h\ 15^m$ N. M. den westlichsten. Die Schwankung ist im Sommer viel stärker als im Winter. So z. B. beträgt sie in Wien im Dezember nur 2,6′, im Juni 10,6′. In Westeuropa ist die Schwankung während des ganzen Sommerhalbjahrs ungefähr gleich (April—September), an den asiatischen Kontinentalstationen tritt das Maximum im Juni, auf der südlichen Halbkugel im November—Februar ein. Das Minimum fällt auf Dezember in der nördlichen, auf Juni in der südlichen Erdhälfte. In der Nacht bleibt die Nadel relativ ruhig. Im Sommer tritt das (westliche) Minimum früher, das Maximum später als im Winter ein. Die Wirkung beruht demnach wahrscheinlich auf der Sonnenstrahlung. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang der Deklinationsnadel umgekehrt und ihre extremen Stellungen treffen ein wenig später (etwa eine Stunde) als auf der nördlichen Halbkugel ein. In den äquatorialen Gegenden steht die Nadel nicht stille, wie man vermuten müsste,

sondern folgt dem Gange auf der Halkugel, welche gerade Sommer hat. Sekundäre, schwach ausgeprägte Minima und Maxima treffen im Winter (Oktober—März) etwa 11^h N.M. und 5^h V.M. ein. Diese kleine sekundäre Schwankung ist über den Kontinenten viel geringer als an den Küsten.

In den polaren Gebieten ist die tägliche Schwankung der Deklination viel grösser, so z. B. im Jahre 1882—83, das jedoch ungewöhnlich grosse Schwankungen aufwies, weil die Sonnenthätigkeit sehr kräftig war, auf Spitzbergen 42′, in Nord-Grönland, 81,7° N.Br., sogar 95′. Der Zusammenhang mit der Sonnenthätigkeit ist schon oben (S. 136) besprochen worden. Aus den dort gegebenen Daten geht hervor, dass die Schwankung in der Nähe des Äquators ein Minimum besitzt.

Dies kann teilweise darauf beruhen, dass die horizontale Komponente in der Nähe des Äquators ein Maximum durchläuft, so dass grössere Kräfte nötig sind, um die Magnetnadel aus ihrer Lage zu lenken, als in polaren Gegenden. Nach einer Berechnung von J. A. Broun soll das Produkt aus der täglichen Schwankung und dem Cosinus des Inklinationswinkels ziemlich nahe konstant, etwa 4,5′ sein.

Eine Änderung der Inklination mit der Tageszeit wurde zuerst von Arago aufgefunden (1827). Wie die Fig. 290 und 292 andeuten, nimmt die Inklination in den Morgenstunden des Sommers zu und erreicht ein Maximum um etwa 9^h V.M., dann nimmt sie schnell bis 1^h oder 2^h N.M. ab, wonach sie langsam auf den nahezu konstanten Wert der Nachtstunden (6^h N.M.—4^h V.M.) sinkt. Im Winter ist die Schwankung recht unbedeutend und besteht in einem relativ schnellen Anwachsen am Vormittag 7—11 Uhr. Danach bleibt die Inklination ziemlich konstant bis etwa 5^h N.M. und sinkt dann allmählich auf ein Morgenminimum um 6—7 Uhr. In mittleren und höheren Breiten ist sie im allgemeinen grösser während der Tagesstunden, als während der Nachtstunden, in den Tropen ist es umgekehrt. Überall dauert die Tagesabweichung viel kürzere Zeit (etwa die Hälfte), als die Nachtabweichung, die dafür um so geringer ist. Das Maximum tritt in Mitteleuropa und Canada etwa um $10^h 30^m$ im Jahresmittel ein und erreicht etwa 1′, das Minimum um 10^h N.M. (nahezu konstant von 8^h abends bis 6^h früh) beträgt nur etwa 0,4′. Die Totalschwankung beträgt in Paris im Februar 0,8′, im August 1,8′ (Min. und Max.), im Jahresmittel 1,3′. Denselben Gang zeigen die südlichen Stationen Melbourne und Hobarton, das Maximum tritt um eine Stunde später ein. Die tropischen Stationen haben um 11^h V.M. ihr Minimum 2,2′ unter dem Mittel, um 11^h abends ihr Maximum 0,9′ über dem Mittel (Batavia, Bombay, Singapore, St. Helena, Capstadt).

Die Horizontalintensität besitzt ein Minimum am Vormittag $10-11^h$ und ein flaches Maximum am Abend $5-6^h$ in Dublin und Toronto, 8^h in Paris und Potsdam, 11^h in Wien. Die Schwankung beträgt in Wien nur 23, in Potzdam 27 Einheiten der fünften Dezimalstelle (γ), in Paris 0,22 Prozent des Mittelwertes der Horizontalintensität (43γ). Der grosse Unterschied zwischen Sommer und Winter geht aus den Figg. 290 und 293 deutlich hervor.

Die Fig. 296 stellt die Amplitude der täglichen Schwankung der Horizontalintensität in ihrer Abhängigkeit von den Sonnenflecken dar, und zwar für die Jahre 1841—96 zu Greenwich nach Ellis. In derselben Figur sind die Amplituden der täglichen Schwankungen der Deklination während derselben Zeit eingetragen. Der Parallelismus ist hier ebenso auffallend wie bei den magnetischen Störungen (vgl. Fig. 47, S. 133).

Die Totalintensität liegt am Tage 9^h V.M. bis 3^h N.M. unter dem Mittel — das Minimum 0.00018 absolute Einheiten unter dem Mittel fällt um 11^h V.M. zu Wien, das äusserst flache Maximum 0.00007 über dem Mittel trifft um 10^h N.M. ein. Die Schwankung in Potsdam ist ungefähr ebensogross wie in Wien, nämlich 0,00025 abs. Einh. (25 γ, vgl. Fig. 295). Das Nachmittagsmaximum ist nicht so flach wie in Wien und trifft schon um 7^h N.M. ein.

Die Vertikalintensität zeigt im allgemeinen sehr nahe denselben Gang wie die Totalintensität (vgl. Figg. 294 und 295).

Die tägliche Schwankung bietet wegen ihres regelmässigen Ganges ein sehr grosses Interesse. Sie ist deshalb Gegenstand mehrerer wichtiger theoretischer Untersuchungen von Schuster, v. Bezold u. a. gewesen. Dabei hat man angenommen, dass die Schwankung auf demselben Breitegrad konstant ist, was der Erfahrung recht nahe entspricht, und wodurch das Problem sehr vereinfacht wird. Da die Schwankung nur von der Lokalzeit abhängt, so kann man sie durch ein magnetisches Feld darstellen, welches über das normale supraponiert ist und sich mit der Sonne von Ost nach West dreht. Dieses Feld ist auf der Sommerseite der Erde kräftiger entwickelt als auf der Winterseite.

Schuster berechnete das Potential dieses Feldes aus Beobachtungen von St. Petersburg, Greenwich, Lissabon und Bombay und tabellierte die von ihm gefundenen Werte. v. Bezold hat das Resultat dieser Rechnungen in einer Zeichnung (Fig. 297) wiedergegeben, welche die Lage der Äquipotentiallinien um 12^h Mittags Greenwicher Zeit und zur Sommersonnenwende darstellt. Dieses Liniensystem verschiebt sich in der Stunde um 15^0 nach Westen. Zur Wintersonnenwendezeit sind

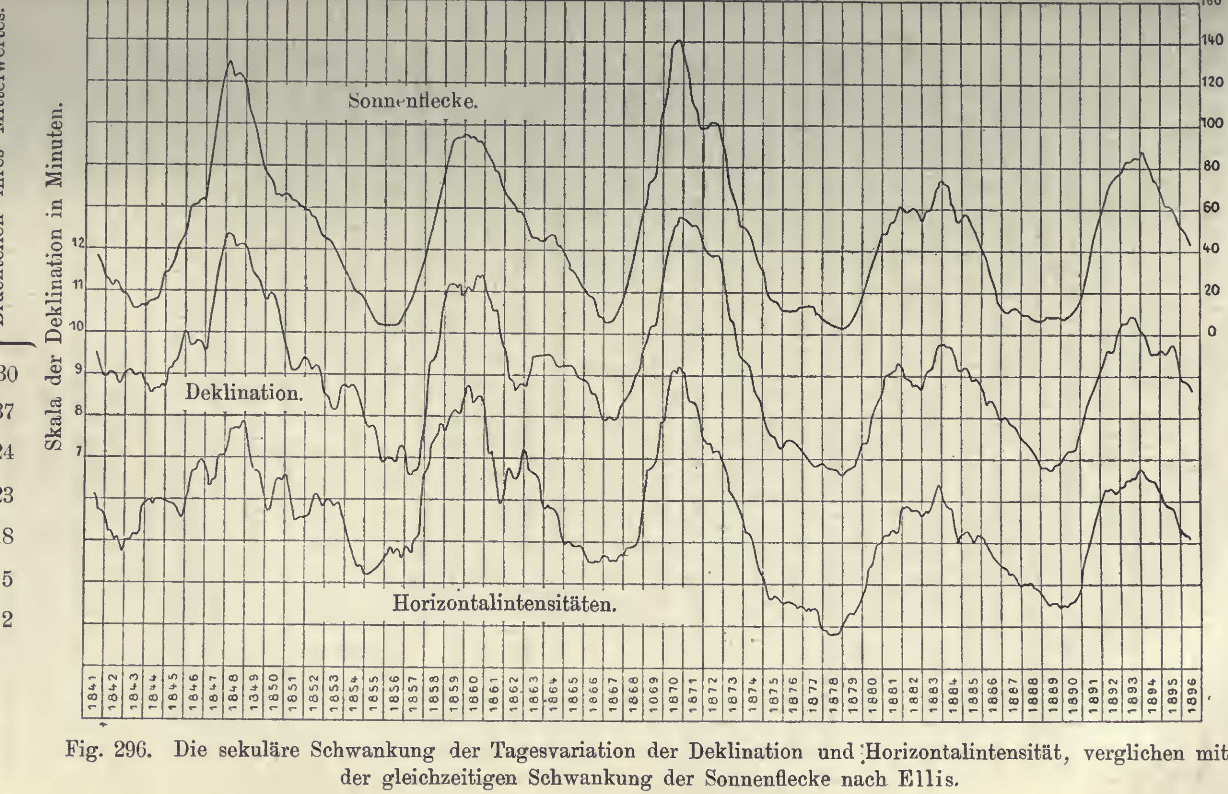


Fig. 296. Die sekuläre Schwankung der Tagesvariation der Deklination und Horizontalintensität, verglichen mit der gleichzeitigen Schwankung der Sonnenflecke nach Ellis.

die Linien umzukehren, so dass das Liniensystem, welches in der Figur die nördliche Halbkugel deckt, dann auf die südliche über-

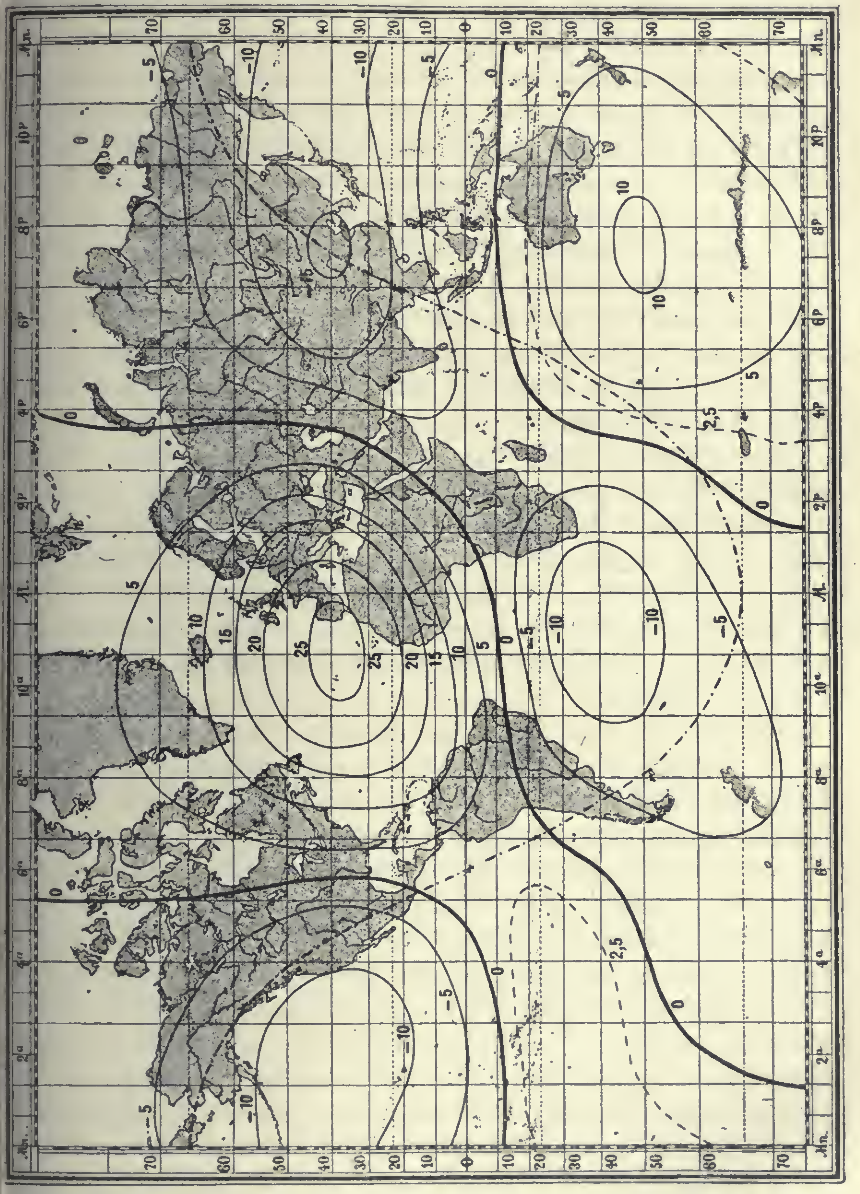


Fig. 297. Äquipotential-Linien des Feldes der täglichen magnetischen Schwankung nach v. Bezold.

tragen wird und umgekehrt. Bei den Äquinoctien ist das Liniensystem zum Äquator symmetrisch, so dass die beiden Wirbel, die die Mitte der

Karte decken, gleich gross sind, und nicht wie im Sommer der nördliche Wirbel grösser. Die Ziffern der Karte Fig. 297 sind in Millionteln der Einheit ausgedrückt, welche bei der Zeichnung der Isodynamen in Fig. 283 verwendet ist.

Eine Magnetnadel, welche für das normale Magnetfeld der Erde astasiert wäre, so dass auf sie nur das Drehfeld der täglichen Schwankung wirkte, würde sich senkrecht zu den Equipotentiallinien einstellen und zwar mit dem Nordende gegen das Innere des nördlichen Wirbels zeigen (um 11^h V.M.). Die Richtkraft wäre um so grösser, je dichter die Equipotentiallinien an der betreffenden Stelle aneinander liegen.

Da nun das normale Magnetfeld die thatsächliche Richtung der Nadel bestimmt, so wird sie von dem Drehfeld nur ein wenig aus der mittleren Lage abgelenkt und zwar wird der Ablenkungswinkel dem Verhältnis der Kraft des Drehfeldes und derjenigen des normalen Magnetfeldes proportional sein.

Die ablenkende Kraft kann nun in der einfachsten Weise als durch elektrische Ströme in den Luftschichten hervorgerufen betrachtet werden, wie es Schuster gethan hat. Dieselben müssten dann den mittleren Wirbel auf der nördlichen Halbkugel umgekehrt wie die Zeiger einer Uhr umkreisen, der südliche Wirbel wäre dagegen von elektrischen Strömen in der Richtung eines Uhrzeigers umkreist. Wir können die beiden Fälle so formulieren, dass die elektrischen Ströme eine cyklonische Drehung besitzen.

Die beiden andren Centra über Ostasien und südlich von Australien wären dagegen von elektrischen Strömen in anticyklonischer Richtung umwirbelt. Wie die Karte zeigt, erstrecken sich die Wirbel von der Sonnenseite über den Äquator hinüber (vgl. S. 953).

Die einfachste Art und Weise, sich diese elektrische Bewegung vorzustellen, ist diejenige, dass man annimmt, die Luft wirble in den betreffenden Bahnen und führe positive Elektrizität mit sich. Wie wir oben gesehen haben (S. 887), sind die höheren Luftschichten positiv und die allerhöchsten wahrscheinlich negativ geladen. Durch die Sonnenstrahlung und Wärmeabsorption der Kohlensäure und des Wasserdampfes bildet sich eine Cyklone auf jeder Halbkugel aus, von welchen diejenige sich mächtiger entwickelt, welche auf derselben Seite des Äquators wie die Sonne selbst liegt. Sie greift sogar durch Reibung etwas auf die andere Halbkugel hinüber. Es entsprechen die Verhältnisse ungefähr denjenigen, welche in der Fig. 206 versinnlicht sind; nur spielen sich die Vorgänge in den höheren Luftschichten und nicht an der Erdober-

fläche ab. Die Luftmengen, welche oben zur Seite abfliessen und negative Ladungen mitführen, werden von der Erddrehung nach rechts (auf der nördlichen Halbkugel) abgebogen. In den höchsten Luftschichten entsteht also unter der Sonne eine anticyklonale Bewegung von negativer Elektrizität, welche mit einem stärkeren cyklonalen Zufluss von Luft in mittleren Höhen und folglich von positiver Elektrizität verbunden ist. Dieser Wirbel entspricht einem Magneten mit dem Südende unten. Die von der Karte angedeutete Verteilung der Äquipotentiallinien wird auf diese Weise erklärt. Die Anticyklonen auf der Nachtseite der Erde werden in ähnlicher Weise durch die Abkühlung in der Nacht verständlich. Sie ist am schnellsten kurz nach Sonnenuntergang, die Centra liegen daher über Punkten, wo es zwischen 7 und 8 Uhr Abends ist.

Diese elektrische Strömung, möge sie in der Luft oder unter der Erde fliessen, ist offenbar von solcher Natur, dass sie das Nordende des Magneten auf der nördlichen Halbkugel am Vormittag nach oben zu drehen strebt. Mit anderen Worten, es wird die Vertikalintensität geschwächt. Dies stimmt auch mit den Thatsachen, indem die Vertikalintensität ein Minimum um $11^h\ 30^m$ V. M., ein Maximum um 5^h Abends hat und unter dem Mittelwert zwischen 8^h V.M. und 3^h N.M. liegt (vgl. Fig. 294). Aus diesem Umstand kann man schliessen, dass die elektrischen Ströme des Drehfeldes in der Atmosphäre verlaufen. Denn nur dann wird cyklonisch um das Centrum im Atlanten fliessende Elektrizität eine Magnetnadel um 2 Uhr N.M, (am schwarzen Meer) nach Westen ablenken. Gleich gerichtete Ströme, die in der Erde verliefen, hätten auf die Deklinationsnadel genau die entgegengesetzte Einwirkung.

Auf diese Weise schliesst Schuster, dass die täglichen magnetischen Schwankungen von Strömungen in der Luft herrühren. Eine Rechnung ergab ihm aber, dass doch ein Teil (etwa ein Viertel) der Strömungen in tieferen Erdschichten verläuft, und er nimmt zu diesem Zweck starke elektrische Induktionsströme an, die in entgegengesetzter Richtung, wie die induzierenden gehen sollen. Es bleibt künftigen Untersuchungen, die sich über ein grösseres Material erstrecken, überlassen zu prüfen, ob eine solche Annahme nötig ist.

Es könnten vielleicht Zweifel entstehen, ob die Sonnenstrahlung solche Strömungen in den höheren Luftschichten herbeiführen kann. Nachdem aber Rotch nachgewiesen hat, dass schon die kurze Temperaturänderung, welche bei einer Sonnenfinsternis entsteht, genügt, um Luftströmungen von merklicher Mächtigkeit hervorzurufen, sind solche Zweifel hinfällig.

Die grössere Stärke der täglichen Schwankung im Sommer, gegenüber der im Winter, wird auf diese Weise leicht erklärlich. Die Wirbelbildung muss nämlich im Sommer viel mächtiger als im Winter sein. Weiter ist die Luft im Frühling und Herbst stärker elektrisch geladen als im Winter und Sommer, wenn die Erde durch den Sonnenäquator geht (vgl. S. 153). Demzufolge wird das Minimum im Dezember stark verschärft, das Maximum des Sommers dagegen abgeflacht, so dass die Monate April-September nahezu gleich grosse Schwankungen aufweisen wie der Maximalmonat Juli. Ausserordentlich leicht erklärt sich in ähnlicher Weise die starke Schwankung der Magnetnadel in den sonnenfleckenreichen Jahren (vgl. S. 152).

Schon Faraday zeigte, dass die magnetischen Schwankungen sich so verhalten, als ob ein grosser Magnet mit dem Südende über der nördlichen und dem Nordende über der südlichen Halbkugel der Bewegung der Sonne folgte. Er nahm zum Verständnisse dieser Thatsache an, dass die magnetische Permeabilität der Luft mit der Erwärmung durch die Sonnenstrahlen im Laufe des Tages sich ändere. Diese Erklärungsweise ist jetzt als unhaltbar verlassen worden.

Dass die Tagesschwankungen auf einer Einwirkung der Sonne beruhen, geht auch aus einer interessanten Beobachtung hervor, die bei der Sonnenfinsternis vom 28. Mai 1900 an drei amerikanischen Stationen gemacht wurde. Während der Finsternis verhielt sich nach Bauer die Magnetnadel wie in der Nacht.

Die Schwankung der erdmagnetischen Elemente ist, wie wir schon oben (S. 152) betreffs der Deklination bemerkt haben, viel grösser in sonnenfleckenreichen wie in sonnenfleckenarmen Jahren. Auf den Zusammenhang zwischen Sonnenthätigkeit und Erdmagnetismus machte schon Hansteen 1859 aufmerksam, indem er zeigte, dass in den Minimumjahren der Sonnenflecke 1823, 1833, 1843 und 1856 die Horizontalkomponente durch ein Maximum, die Vertikalkomponente dagegen durch ein Minimum ging.

Diese Wirkung der Sonnenthätigkeit zeigt sich sehr deutlich in der Amplitude der täglichen Schwankung; dabei werden nur die regelmässigen Schwankungen berücksichtigt, die für die Störungen korrigiert sind.

Dies gilt nicht nur für die Deklination, wovon oben berichtet wurde, sondern für alle magnetischen Elemente.

Van der Stok hat die Beobachtungen aus Batavia in dieser Hinsicht bearbeitet. Er vereinigte die Beobachtungen von fünf Jahren in der Nähe des Jahres 1889, welches ein Minimum der Sonnenthätig-

keit enthielt, in eine Gruppe und diejenigen von sechs Jahren in der Nähe des Maximaljahres 1893 in eine andere Gruppe. Er fand, dass die Grösse der Schwankung für jeden Monat und für alle magnetische Elemente ohne Ausnahme in der zweiten Gruppe grösser als in der ersten war, in einem Verhältnis, dass in den verschiedenen Fällen zwischen 1,24 und 1,58 lag. Die untersuchten magnetischen Elemente waren Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal- und Total-Intensität.

Noch viel beweiskräftiger ist die Untersuchung von Ellis betreffs der Beobachtungen über Deklination und Horizontalintensität zu Greenwich in den Jahren 1841—1896. Das Resultat derselben ist oben in Fig. 296 wiedergegeben und zeigt einen vollkommenen Parallelismus zwischen den genannten täglichen Schwankungen und der Sonnenfleckenzahl. Alle drei Kurven sinken langsam von einem Maximum zu dem folgenden Minimum und steigen dann steil zu dem folgenden Maximum. Auch die kleineren sekundären Schwankungen der drei Kurven zeigen Gleichzeitigkeit und gleiche Richtung. Das Resultat ist unabhängig davon, ob man nur ruhige Tage nach Wilds Methode mitnimmt oder nur die starken Störungen weglässt.

Zu demselben Schluss führen auch die Beobachtungen aus Parc St. Maur bei Paris. Für die Amplituden der täglichen Schwankungen in den Jahren 1888—1890, welche das Minimumjahr 1889 umgeben und den Jahren 1892—1894 um das Maximumjahr 1893 gelten folgende Daten.

	Dekl.	Inkl.	Horiz.	Vert.	Nord.	West.	Total
1888—90	7,59′	1,29′	22,3	17,9	24	40	21,8
1892—94	10,71′	2,18′	37,7	24,8	40	57	33,8
Verhältnis:	1,41	1,69	1,69	1,39	1,37	1,42	1,55.

Die fünf letzten Kolumnen betreffen die horizontalen, vertikalen, nördlichen und westlichen Komponenten der Totalintensität sowie diese selbst und sind ausgedrückt in 10^{-5} absoluten Einheiten (γ).

Die jährliche Schwankung der täglichen Variationen für Potsdam (1890—99) und Parc St. Maur (1888 bis 90 und 1892—94) geht aus folgender Tabelle hervor. (Einheiten wie oben Minute und γ.)

		Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Potsdam 1890—99	Dekl.	5,20	6,17	9,00	**11,45**	11,38	11,24	11,12	11,06	9,34	7,36	5,88	*4,94*	7,96′
	Inkl.	1,00	1,19	1,63	2,07	2,07	2,29	**2,47**	**2,47**	2,33	2,02	1,31	*0,92*	1,50′
	Horiz.	15,0	18,2	27,7	39,8	38,9	41,0	**42,8**	41,5	36,9	32,5	20,4	*13,2*	27,0
	Vertik.	6,4	11,9	18,3	25,4	**29,2**	25,1	24,1	20,5	16,9	13,7	9,7	*7,4*	16,7
	Nord.	17,3	21,6	31,4	**42,4**	39,1	*40,4*	42,6	**43,4**	39,5	35,3	22,8	*15,2*	29,8
	West	26,8	31,5	47,7	60,0	60,8	**61,0**	60,2	59,0	50,4	35,9	29,4	*25,1*	41,9
	Total	9,3	14,7	24,4	35,8	**39,6**	37,0	35,5	31,4	26,9	22,1	13,4	*8,4*	24,5

Parc St. Maur 1888—90 und 1892—94		Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
	Dekl.	5,4	6,5	**9,8**	11,7	**11,8**	*11,6*	*11,6*	**12,0**	10,5	8,8	5,8	*4,4*	9,15′
	Inkl.	*1,1*	1,1	1,5	**1,9**	*1,7*	2,1	2,2	**2,6**	2,0	1,9	1,5	1,2	1,73′
	Horiz.	18	18	27	**35**	*33*	38	42	**43**	34	32	23	*17*	30.0
	Vert.	*9*	16	22	28	**33**	29	*28*	**31**	21	18	15	10	21,3
	Nord	22	24	32	**37**	33	36	40	**42**	38	37	26	*20*	32
	West	27	35	50	**60**	*59*	61	61	**63**	53	46	33	*26*	49
	Total	13	20	29	37	**40**	38	38	36	29	27	17	*12*	27,8.

Die Änderung der täglichen Schwankung im Jahre wird durch die Figuren 291—295 für Potsdam 1890—99 versinnlicht.

Die Übereinstimmung mit der wahren Nordlichtperiode ist auffallend.

Die jährliche Periode. Ebenso wie am Tag der Mittag ist im Jahre der Hochsommer die Periode, in der die Deklinationsnadel nach Westen abweicht. Dies gilt für die nördliche Halbkugel, auf der südlichen ist die Abweichung umgekehrt. Einige Beispiele mögen angeführt werden, in welchen wie gewöhnlich östliche Abweichung von der Mittellage als positiv bezeichnet wird. (Die Ziffern bezeichnen Bogensekunden.)

	Jan.	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Paris (1821—30)	+16	35	**64**	11	—22	—52	—*65*	—20	—3	+13	11	10
Philadelphia (1841—45) .	90	73	28	—28	—70	—84	—95	—*120*	—62	+77	85	**106**
Kew (1890—94)	25	22	7	—28	—28	—35	—*39*	—34	+22	17	11	36
Parc St. Maur (1888—97) .	+1	0	**10**	7	—7	—8	—*10*	+1	0	+5	—3	+3
Potsdam (1890 bis 99) . .	+1	+**4**	+3	+2	+5	—10	—*13*	—7	+2	+10	+13	+**13**

Nach Mielberg ist in Nertschinsk der Gang derselbe wie an den angeführten Stationen, dagegen in Jekaterinenburg umgekehrt (Maximum im Juni, Minimum im September). Auch für Batavia ist der Gang umgekehrt wie für die Stationen der Tabelle, was damit übereinstimmt, dass Batavia auf der südlichen Halbkugel liegt. Sehr eigentümlich ist die geringe Jahresschwankung im Parc St. Maur, verglichen mit derjenigen in Paris (nach Messungen von Arago).

Fast ebenso niedrige Werte wie in Parc St. Maur ergeben die Beobachtungen in Potsdam.

Auch die anderen magnetischen Elemente erleiden eine jährliche Änderung. Sabine wies im Jahre 1850 nach, dass die Inklination auf beiden Halbkugeln im Halbjahr Okt.—März grösser als im anderen Halbjahr ist.

Dagegen ist die Horizontal-Intensität (entgegen Sabines Ansicht) auf der nördlichen Halbkugel grösser im Sommer als im Winter.

Als Beispiele mögen folgende Daten angeführt werden, in welchen die Ziffern für die Inklination (J) in Sekunden, diejenigen für die Horizontal- und Vertikal-Intensität (H und V) in 10^{-6} absoluten Einheiten ($0{,}1\,\gamma$) angegeben sind. Die Daten aus Kew stammen aus den Jahren 1890—94, diejenigen aus Parc St. Maur aus den Jahren 1888—97.

		Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
Kew	*H*	— 13	— 14	*— 15*	— 5	+ 46	**74**	47	24	— 18	*— 55*	— 46	— 24
Parc St. Maur	*H*	— 34	*— 59*	— 27	+ 21	69	**111**	58	13	— 12	— 36	*— 70*	— 45
	V	— 22	*— 30*	— 16	+ 4	23	**53**	42	14	*— 28*	— 17	— 15	— 17
	J	*+ 8*	**18**	8	— 8	— 22	*— 35*	— 16	— 3	+ 1	11	26	14
Potsdam 1890 bis 1899	*H*	— 17	*— 28*	— 18	+ 16	56	**74**	50	5	— 34	— 48	— 36	— 18
	J	21	**28**	19	1	— 20	**— 37**	— 35	— 14	+ 5	15	16	15
	X	— 17	— 26	— 16	+ 16	+ 52	**+ 69**	+ 47	— 3	— 34	*— 46*	— 34	— 16
	— Y	— 6	— 11	— 7	+ 6	16	**23**	21	9	— 6	— 16	*— 16*	— 9
	V	102	**127**	99	62	2	— 82	*— 108*	— 83	— 66	— 52	— 22	+ 33
	T	91	**102**	77	54	10	— 60	*— 92*	— 80	— 70	— 53	— 17	+ 37.

Da die Horizontalintensität zu Parc St. Maur nur 0,19535, die Vertikalintensität dagegen 0,42129 betrug, dagegen die Schwankung der Horizontalintensität diejenige der Vertikalintensität um nahezu den dreifachen Betrag übersteigt, so muss die Inklination den umgekehrten Gang wie die Horizontalintensität zeigen.

In Potsdam ist die Schwankung der Vertikalintensität (V) umgekehrt wie in Parc St. Maur, und wie diejenige der Horizontalintensität (H). Infolgedessen hat auch die Inklination (J) in Minuten angegeben ein ausgesprochenes Maximum im Winter (Februar) und ein Minimum im Sommer (Juni bis Juli). Die Totalintensität (T) verhält sich wie ihre wichtigste Komponente (V), die Nord- und Westkomponenten (X und $-Y$) der Horizontalintensität wie diese selbst.

Die magnetischen Störungen. Die heftigen, grossen Abweichungen der magnetischen Elemente werden als „Störungen" bezeichnet. Zwischen denselben und den regulären Schwankungen giebt es alle möglichen Übergänge, sodass die Aussonderung der Störungen immer etwas Willkür an sich hat. Nach Sabine wurden beispielsweise als Störungen der Deklination solche Abweichungen vom Mittel angesehen, welche 3,6′ für Toronto, 3,5′ für Nertschinsk, 3,3′ für Kew und 2,4′ für Hobarton überstiegen.

Die nähere Untersuchung der Störungen hat viele interessante Ergebnisse zu Tage gefördert. Schon die Beobachtungen von Celsius in Upsala und Graham in London zeigten, dass die Störungen in diesen beiden Orten gleichzeitig eintreten. Die Uhr zu Upsala zeigt eine Stunde

11 Minuten mehr als diejenige von London. Am 5. April 1741 fand ein starker magnetischer Sturm statt. Die Deklinationsnadel schwankte zu Upsala zwischen $9^0 33'$ und 11^0, zu London zwischen $15^0 30'$ und $17^0 20'$. Die Maxima der Deklination wurden in London um 3^h 40^m und 4^h 20^m beobachtet, in Upsala waren die entsprechenden Zeiten 5^h und 5^h 35^m (alles Lokalzeit). Die grössten Störungen traten demnach sehr nahe gleichzeitig ein. Damals wurden die Beobachtungen nur in bestimmten Intervallen aufgenommen, die Gleichzeitigkeit konnte unter solchen Umständen nicht so genau festgestellt werden wie jetzt bei den selbstregistrierenden Instrumenten, die eine kontinuierliche Kurve zeichnen. In nahegelegenen Stationen, z. B. denjenigen West-Europas tritt die Schwankung meist in gleicher Richtung und etwas verschiedener Stärke auf. Zwischen weiter von einander getrennten Stationen zeigen sich grössere Unterschiede, sodass bisweilen die gleichzeitigen Abweichungen in entgegengesetztem Sinne verlaufen können. So z. B. beobachtete Wijkander zu Polhem auf Spitzbergen Abweichungen, die grosse Unterschiede gegen die gleichzeitig (1872—73) in der gemässigten Zone beobachteten zeigen. Auch können Störungen an einem Ort auftreten, während an einem anderen gleichzeitig keine bemerkbar sind. So z. B. fand Humboldt eine grosse Störung in dem Bergwerk zu Freiberg, die in Berlin nicht beobachtet wurde.



Fig. 298. Störungen zu Zika-Wei, Batavia, Bombay, Petersburg, Wien, Toronto und Melbourne am 24.—25. Juli 1885.

Die Beobachtungen des von Gauss und Weber organisierten magnetischen Vereins, welcher an gewissen Tagen alle fünf Minuten Beobachtungen anstellte, lieferten sehr wertvolle Beiträge zur Erkenntnis der

Natur der Störungen. Dies gilt natürlich noch mehr von den Aufzeichnungen der selbstregistrierenden Instrumente in den magnetischen Observatorien. Solche gleichzeitige Aufzeichnungen der Bifilarmagnetometer vom 24.—25. Juli 1885 10^h N. M. bis 6^h V. M. (Greenwicher Zeit) sind in der Fig. 298 reproduziert. Sie zeigen, dass die grössten Störungen gleichzeitig über die ganze Erde auftreten von Petersburg bis nach Melbourne, Batavia, Zika-Wei in China und Toronto in Canada. Die heftigen plötzlichen Störungen traten an allen Beobachtungsorten gleichzeitig auf ($10^h\ 30^m$ N. M. und 4^h V. M.). Die kleineren Störungen zeigen dagegen an den verschiedenen Stellen recht grosse Unterschiede. Die Schwankung war an einigen Stellen sehr beträchtlich, so z. B. in Toronto 0,0047 abs. Einheiten (etwa 3 Proz. des Mittelwertes der Horizontalintensität). In Wien betrug sie nur 0,0012.

Ebenso wie v. Bezold das magnetische Feld dargestellt hat, welches den täglichen Schwankungen entspricht, hat Ad. Schmidt eine Darstellung des Feldes der Störungen gegeben. Die magnetischen Kraftlinien dieses Feldes liegen bei relativer Ruhe einander einigermaassen parallel, bei starken Störungen bilden sie konvergierende oder divergierende Systeme, die sich allmählich verschieben und der wirbelförmigen Anordnung der Windrichtung um Cyklonen und Anticyklonen ähnlich sind. Die Ursache der Störungen liegt, nach der vertikalen Komponente zu urteilen (vgl. S. 959), oberhalb der Erdoberfläche. Ohne Zweifel finden in mittleren Luftschichten bei diesen magnetischen Stürmen starke cyklonische bezw. anticyklonische Luftbewegungen statt, welche positive Elektrizität mitschleppen und auf diese Weise die magnetischen Störungen verursachen.

Die Wirbel können als aus elektrischen Strömen zusammengesetzt gedacht werden, deren Stärke unter Umständen nicht weniger als 0,01 Amp. pro cm erreicht.

Schon früh entdeckte man (Sabine 1852), dass die magnetischen Stürme in sonnenfleckenreichen Jahren viel häufiger und heftiger als in sonnenfleckenarmen sind. Durch Summierung aller Störungen in einem Jahr erhielt Sabine Relativzahlen, und zwar fand er für die Jahre 1844—48 für Toronto folgende Werte:

	Dekl.	Horiz.	Vert.
1844	0,52	0,35	0,65
1845	0,64	0,47	0,58
1846	0,82	0,55	0,73
1847	1,39	1,14	1,23
1848	1,63	2,49	1,80.

1843 war ein Minimumjahr, 1848 ein Maximumjahr der Sonnenflecken.

Diese Beziehungen zwischen Stärke der Störungen und Menge der Sonnenflecken hat sich bei allen späteren Untersuchungen bestätigt.

Bei Untersuchungen über den jährlichen Gang der Störungen ist man auf Schwierigkeiten gestossen. Dieselben hat Ellis in der Weise entfernt, dass er die Störungen in Gruppen einteilte. Die „stärksten Störungen" entsprechen Abweichungen der Deklinationsnadel von mehr als 1° und der Horizontalkomponente von mehr als 300 Einheiten der fünften Decimalstelle. „Schwache Störungen" haben einen Effekt der mehr als sechs mal geringer ist als die genannten Ziffern angeben, 10′ bezw. 50 Einheiten. Die „schwachen Störungen" zeigen ein einziges Maximum im Hochsommer und ein Minimum im Winter.

Die anderen Störungen zeigen dagegen zwei Maxima im Frühling und Herbst, und zwei Minima, von welchen dasjenige in Juni etwas ausgeprägter ist als dasjenige in Dez. oder Jan. Die folgenden Daten aus Toronto und Greenwich mögen dies erläutern. Für Greenwich sind Störungen aller magnetischen Elemente zusammengenommen.

	Toronto			Greenwich
	Dekl.	Horiz.	Vert.	Mittel
Jan.	*0,57*	*0,56*	*0,57*	0,93
Febr.	0,84	0,94	0,74	**1,23**
März	1,11	0,94	1,08	1,22
April	**1,42**	**1,50**	**1,49**	1,09
Mai	0,98	0,90	1,12	0,81
Juni	*0,53*	*0,36*	*0,50*	*0,71*
Juli	0,94	0,61	0,71	0,81
August	1,16	0,75	1,08	0,90
Sept.	**1,62**	**1,71**	**1,61**	1,15
Okt.	1,31	1,48	1,29	**1,18**
Nov.	0,78	0,98	0,75	1,02
Dez.	0,76	0,58	0,61	*0,83*

Die beiden Maxima im jährlichen Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität treten auch in Fig. 299 deutlich hervor, welche ihren Gang zu Potsdam in den Jahren 1890—99 darstellt.

Dieser Gang der starken Störungen ist genau gleich demjenigen der halbtägigen Barometerschwankung in niederen Breiten (vgl. S. 603). Die

starken Störungen sind demnach direkt durch den Fall von Sonnenstaub verursacht, welcher hauptsächlich in den niederen Breiten stattfindet. Die schwachen Störungen dagegen, welche im Sommer ihr Maximum besitzen, können als Folgen des schon durch Winde diffus verbreiteten Sonnenstaubs betrachtet werden, welcher nicht geladen genug ist, um elektrische Entladungen gleich nach seinem Fall in die Atmosphäre hervorzurufen. Dies entspricht mehr den Verhältnissen in höheren Breiten.

Die Störungen haben auch eine tägliche Periode. In den meisten Fällen treten sie am häufigsten in der Mittagszeit, am seltensten um Mitternacht auf. Als Beispiel mögen folgende Daten aus Batavia (1882—1893) dienen, welche die Anzahl der Perturbationen für die drei magnetischen Elemente, Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität, sowie ihren Mittelwert angiebt.

Stunde V.M.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	0,29	0,25	0,25	0,32	0,37	1,14	1,97	1,65	1,56	2,05	2,98	**3,26**
Horiz.	0,80	0,78	0,79	*0,74*	0,76	0,81	0,85	0,93	0,93	0,85	0,95	1,06
Vertik.	0,44	0,46	0,52	0,57	0,67	0,91	1,18	**1,98**	1,96	1,63	1,36	*1,26*
Mittel	0,51	0,50	0,52	0,54	0,59	0,95	1,33	1,52	1,48	1,51	1,76	1,86
Stunde N.M.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Dekl.	2,67	1,77	0,79	0,61	0,52	0,35	0,30	0,22	0,22	*0,14*	*0,14*	0,18
Horiz.	1,35	**1,61**	**1,61**	1,39	1,16	1,04	0,99	0,94	0,96	0,95	0,86	0,91
Vertik.	1,65	**1,93**	1,91	1,53	0,87	0,57	0,48	0,44	0,44	*0,43*	*0,43*	*0,43*
Mittel	**1,89**	1,77	1,44	1,18	0,85	0,65	0,59	0,53	0,54	0,51	*0,48*	0,51

Die Maxima und Minima der Störungen der Deklination treffen ziemlich genau zur Mittags- und Mitternachtszeit ein, diejenigen der Horizontal-Intensität etwas später, diejenigen der Vertikal-Intensität wiederum etwas früher, so dass im Mittel die Störungen ihre Extremwerte um Mittag und Mitternacht durchlaufen. Betreffs der Form der Schwankung ist es auffallend, dass die Werte in den Nachtstunden (6 Uhr abends bis 6 Uhr früh), nahezu konstant sind, dann schnell wachsen und ein ziemlich flaches Maximum um Mittag durchlaufen, schliesslich in den Nachmittagsstunden 3—6 Uhr sehr schnell auf den konstanten Nachtwert sinken. Es stimmt dieser Gang ganz auffallend mit demjenigen der Sonnenstrahlung überein, was kein Zufall ist, denn die Menge Sonnenstaub, welche in die Atmosphäre hineinfällt, ist ungefähr der Sonnenstrahlung proportional. Man hätte vielleicht erwartet, dass das Maximum etwas in den Vormittag hinein verschoben wäre und in

der That sind im Mittel die Störungen am Vormittag nach 5 Uhr bedeutend (etwa 15 Proz.) stärker als ebenso lange nach Mittag.

Die graphische Darstellung Fig. 300 giebt den täglichen Gang der Störungen zu Potsdam in den Jahren 1890—1899 wieder. In derselben tritt ein Minimum um Mittagszeit und ein Maximum am Abend (9^h N. M.) sehr deutlich hervor. Der Gang ist also ein ganz anderer wie zu Batavia. Es wäre ohne Zweifel erwünscht auch in diesem Fall zwischen starken und schwachen Störungen zu unterscheiden.

Die nahezu 26-tägige Periode. Oben ist kurz erwähnt, dass die erdmagnetischen Elemente und ihre Störungen einer Periode von 25,93 Tagen Länge unterworfen sind (S. 148). Ordnet man die betreffenden Erscheinungen nach derselben Epoche (1728 Jan. 1,0), so findet man Maxima, die meist nahe aneinander liegen. Man findet nämlich das Maximum an folgenden Tagen:

Nordlichter	15,3.	Tag.	EA.
Südlichter	15,5.	„	EA.
Deklination (östl.) in Prag und Wien 1870	17,6.	„	H.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Fort. Rae 1882 bis 1883)	18,5.	„	L.
Deklinationsstörungen (Jan Mayen 1882—83)	19,0.	„	L.
„ (Wien 1882—83)	19,2.	„	L.
Tagesschwankung des Erdmagnetismus (Jan Mayen 1882—83)	19,3.	„	L.
Inklination (Prag 1870)	19,5.	„	H.
Störungen des Erdmagnetismus Pawlowsk 1882—83	20,1.	„	M.
Gewitter, Schweden 1880—95	22,4.	„	EA.
Horizontalintensität Prag 1870	23,1.	„	H.
Gewitter, Bayern und Württemberg 1880—87	24,7.	„	Bz.
Horizontalintensität, Hobarton 1844—45	24,9.	„	Br.
„ Makerstoun, Schottland 1844 bis 45	25,4.	„	Br.

Br. = Broun, Bz. = Bezold, EA. = Ekholm und Arrhenius, H. = Hornstein, L. = Liznar, M. = C. A. Müller.

Von diesen Erscheinungen sollte man vermuten, dass die Polarlichter, die täglichen Schwankungen und die Störungen des Erdmagnetismus gleichzeitig auftreten. Die mittleren Maximaltage dieser drei Erscheinungen sind der 15,4. der 18,8. und der 19,4. Tag. Sie fallen innerhalb weniger als einer sechstel Periode zusammen, so dass man

wohl vermuten kann, dass eine nähere Untersuchung mit grösserem Material (nicht nur vom Jahr 1882—83) sie zu vollkommener Übereinstimmung bringen wird. Auffallend ist, dass die Hornsteinschen Perioden der Deklination und Inklination nahe mit den oben erwähnten zusammenfallen. Da die meisten Nordlichter, oder richtiger disruptiven elektrischen Entladungen in den höheren Luftschichten wohl nördlich von Prag und Wien sich abspielen, kann man dieses Verhalten der Deklination erwarten. Das von Hornstein benutzte Material scheint aber nach Schusters Untersuchung zu gering gewesen zu sein, um bündige Schlüsse zu gestatten.

Eine nähere Untersuchung dieser Periode sowohl wie derjenigen des tropischen Monats würde ohne Zweifel wichtige Aufschlüsse ergeben.

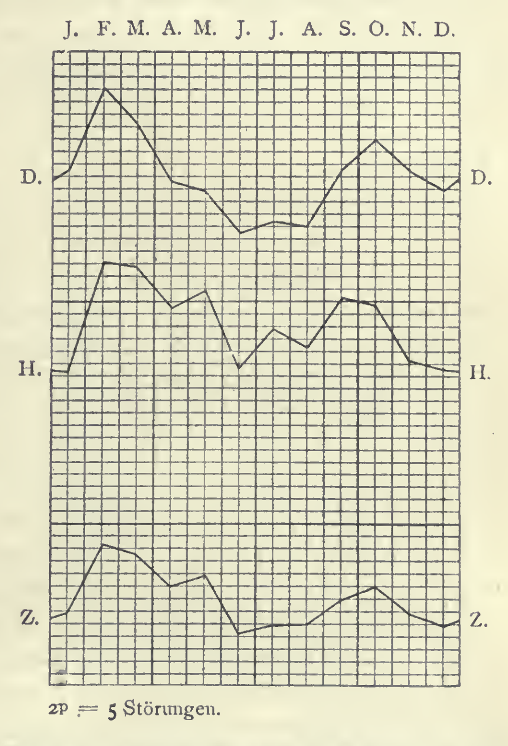


Fig. 299. Jährliche Gang der Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikal-Intensität. Potsdam 1890—99 nach Lüdeking.

Magnetische Elementarwellen. Wenn man mit selbstregistrierenden Instrumenten Änderungen studieren will, die in sehr kurzer Zeit erfolgen, so muss das photographische Papier sich mit grosser Geschwindigkeit abwickeln. Eschenhagen, der in den Aufzeichnungen der gewöhnlichen Registrier-Apparate, bei welchen eine Stunde 1 bis 2 cm Länge der photographischen Abbildung entspricht, Anzeichen von kurzdauernden magnetischen Schwankungen gefunden hatte, versuchte Apparate, die 24 cm Papierstreifen pro Stunde abrollten. Bei dem Bifilarmagneten, der angewandt wurde, war ausserdem die Trägheit gering, damit er den kurzdauernden Impulsen folgen könnte. Auch seine Dämpfung war relativ gross, damit keine Eigenschwingungen störten.

Seine Empfindlichkeit war bedeutend (1 mm entsprach 4.10^{-5} abs. Einheiten), damit schwache Kräfte sich geltend machen könnten.

Eschenhagen fand auf den so entstandenen Aufzeichnungen in sehr vielen Fällen kleine Wellenlinien, die, unabhängig von der Wolkenbedeckung, besonders häufig am Tage auftraten. Diese Vibrationen dauerten meistens etwa drei bis vier Stunden und hatten eine Periodenlänge von im Mittel etwa 30 Sekunden. Auch kürzere Perioden wie 12 Sek. — solche wurden schon früher von Kohlrausch beobachtet — waren repräsentiert. Bisweilen kamen zwei Schwingungsarten von ungleicher, aber nicht all zu sehr verschiedener Periodenlänge vor; in solchen Fällen traten charakteristische Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Wellenzügen auf.

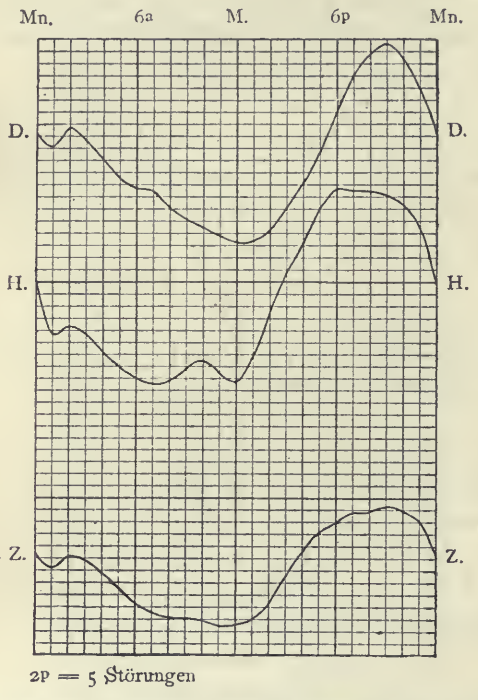


Fig. 300. Täglicher Gang der magnetischen Störungen der Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität. Potsdam 1890–99 nach Lüdeking.

Unter den magnetischen Instrumenten eignet sich das Bifilarmagnetometer wegen seiner grossen Empfindlichkeit am besten zur Untersuchung dieser schwachen magnetischen Wellen, das Deklinometer zeigt sie relativ selten, die Lloydsche Wage nie.

Birkeland, der ähnliche Wellen in Nord-Norwegen untersuchte, stellte fest, dass sie sich ganz gleichzeitig dort und in Potsdam zeigten. Dieser Befund ist nicht für die Hypothese günstig, welche annimmt, dass diese kleinen Schwankungen irgendwie mit der Luftelektrizität, d. h. dem Potentialgefälle in der Nähe der Erdoberfläche in Zusammenhang stehen, denn diese Grösse hat ein stark lokales Gepräge.

In den Nachtstunden treten bisweilen magnetische Wellen mit einer Periodenlänge von mehreren Minuten auf. Von denselben vermutete Arendt, dass sie mit der Luftelektrizität in Zusammenhang stehen.

van Bemmelen fand aber in Batavia die meisten Eschenhagenschen Wellen in der Nacht, wogegen in Utrecht wie in Potsdam sie meistens am Tag vorkamen. Sie sind zu Batavia am gewöhnlichsten im Juli, am seltesten im Januar. Dort kamen die Elementarwellen auch am Deklinatorium, nicht aber an der Lloydschen Wage zum Vorschein.

Die magnetischen Wellen könnten nach einigen Forschern vielleicht elektrischen Schwingungen der Erde oder der Sonne entsprechen. Die Periode solcher Schwingungen beträgt aber 0,15 bezw. 17 Sek. und ihre Dämpfung ist sehr gross (3,6), was mit der Natur der Elementarwellen keineswegs übereinstimmt.

Einfluss des Mondes auf die Magnetnadel. Schon früh hat man (Kreil 1841) erkannt, dass der Mond eine Wirkung auf die Magnetnadel ausübt, indem zur Zeit der oberen und unteren Kulmination (Durchgang durch den Meridian) des Mondes die Deklinationsnadel auf der nördlichen Erdhälfte ihre grösste westliche Abweichung hat, einen viertel Mondtag ($24^h\ 51^m$) früher oder später dagegen am weitesten nach Osten ausweicht. Auf der südlichen Halbkugel ist der Gang entgegengesetzt. Die Amplitude ist sehr gering, 20,9″ für Kew, 39,6″ für Toronto, 9,2″ für Peking, 10,5″ für St. Helena, 20,9″ für Capstadt und 18,2″ für Hobarton. Diese halbtägige Periode unterscheidet sich wesentlich von der ganztägigen der Sonnenwirkung. Man ist zu ihrer Erklärung auf eine Art Gezeitenwirkung hingewiesen.

Wie wir oben (S. 892) gesehen haben, übt der Mond in der That auf die Luft eine Gezeitenwirkung derart aus, dass die Luft von allen Seiten zu dem Punkte hinströmt, wo der Mond durch den Meridian geht. Schuster hebt hervor, dass die so entstehenden Luftströmungen elektrische Ströme herbeiführen müssen, die wiederum den beobachteten magnetischen Effekt ausüben könnten. Eigentümlich ist es, dass die Schwankungen im Sommer grösser sind als im Winter, und dass die Nadel an äquatorialen Stationen den Gang mitmacht, welchen die jeweilig von der Sonne mehr bestrahlte Halbkugel zeigt. Danach scheint der Mond nur störend auf die von der Sonne hervorgerufenen Luftströmungen einzuwirken.

Auch auf die anderen magnetischen Elemente übt die Stellung des Mondes einen Einfluss aus. So beträgt z. B. zu Batavia die vom Monde hervorgerufene tägliche Schwankung der Inklination 4″ und diejenige der Horizontalintensität 0,0033 Proz. während diejenige der Deklination 8″ erreicht. Zu Philadelphia soll die Horizontalintensität mit dem Mondtage um 0,025 Proz. ihres Betrages schwanken.

Nach den Berechnungen von van der Stok ändert sich die Ampli-

tude der Schwankung umgekehrt wie die dritte Potenz der Entfernung des Mondes. Diese ändert sich von Erdnähe zu Erdferne im Verhältnis 1:1,07; die dritte Potenz dieser Zahl ist 1:1,225, während die Amplitude der Mondschwankung bei der Erdferne sich zu derjenigen bei der Erdnähe wie 1:1,24 nach Beobachtungen in Trevandrum (Indien) und wie 1:1,23 nach Beobachtungen in Batavia verhält.

Jedenfalls ist die betreffende Schwankung, obgleich schwach, so regelmässig, dass an ihrer Wirklichkeit kein Zweifel entstehen kann. Die dritte Potenz entspricht einer Gezeitenwirkung (vgl. S. 449).

Die Beobachtungen von Batavia scheinen auch eine Einwirkung der Mondphasen auf die Amplitude der mondtäglichen Schwankung anzudeuten, indem dieselbe bei Neumond und Vollmond grösser ist als beim ersten und dritten Viertel.

Theorieen des Erdmagnetismus. Die einfachste Annahme, um die erdmagnetischen Wirkungen zu versinnlichen, ist diejenige, dass man sie durch einen in der Mitte der Erde gelegenen Magnetstab hervorgerufen denkt. Dieser Gedanke stammt eigentlich schon von Gilbert (1600), welcher sich die Erde als einen grossen Magneten vorstellte. Die Deklination, meinte er, beruhe auf der magnetischen Anziehung der Kontinente, was bald als unrichtig erkannt wurde. Tobias Meyer versuchte die erdmagnetischen Erscheinungen so darzustellen, dass er annahm, ein Magnetstab von der Länge eines siebentel Erddurchmessers liege symmetrisch im Erdmittelpunkt mit der Längsachse nach den erdmagnetischen Polen gerichtet.

Diese Annahme ist jedoch zu einfach, indem nach ihr die magnetischen Meridiane grösste Kreise durch die magnetischen Pole sein müssten. Die magnetischen Pole müssten auch einander diametral gegenüber liegen, was keineswegs der Fall ist.

Die Verbesserung dieser Theorie durch Hansteen, welcher zwei Magnetstäbe im Erdinneren annahm, war auch nicht sehr befriedigend.

Um aller Willkür zu entgehen, berechnete Gauss das erdmagnetishe Potential in einem bestimmten Punkte der Erde mit Hilfe einer Reihenentwickelung. Die Reihe war nach dem Sinus und Cosinus der einfachen, doppelten, dreifachen u. s. w. geographischen Breite und Länge des Ortes entwickelt. Die Koeffizienten dieser Reihe wurden ans den Beobachtungen berechnet.

Gauss entwickelte seine Reihe bis zu 24 Gliedern, fand aber, dass die Rechnung nicht in befriedigender Weise den Beobachtungen entsprach. Aus dem erdmagnetischen Potential kann man nämlich durch

Differentiation nach einer gegebenen Richtung, die in dieser Richtung wirkende erdmagnetische Kraft berechnen. Auf diese Weise kann man die nordsüdliche und ostwestliche Komponente der Horizontalintensität, sowie die Vertikalintensität berechnen und somit auch die Deklination und Inklination bestimmen.

Man war nun bestrebt, das empirische Material zu verbessern, wobei Gauss selbst, sowie Weber und Lamont am kräftigsten mitwirkten. In letzter Zeit sind Neuberechnungen von Neumayer aus dem gesamten Beobachtungsmaterial durchgeführt worden und in Karten niedergelegt.

Trotz aller aufgewendeten Mühe musste man anerkennen, dass diese Darstellungsweise nicht den zu stellenden Ansprüchen entsprach.

Später sind Versuche gemacht worden, durch Erhöhung der Zahl der Glieder, eine grössere Annäherung an die Wirklichkeit zu erzielen. So hat Fritzsche nicht weniger als 63 Glieder mitgenommen, wobei er jedoch fand, dass die Übereinstimmung nicht viel besser wurde als mit 48 Koeffizienten. Ferner hat Ad. Schmidt die Gausssche Theorie so umgeformt, dass sie für eine ellipsoïdische Erde gilt, anstatt wie früher für eine kugelförmige.

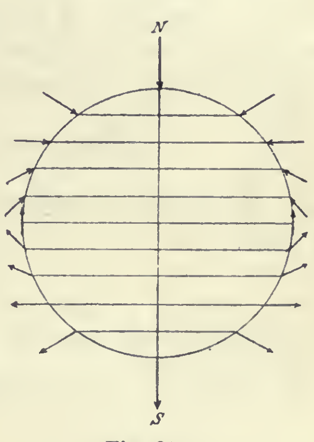


Fig. 301.

Neuere Untersuchungen. Wenn die Erde als eine gleichmässig magnetische Kugel aus Eisen zu behandeln wäre, so würden die Äquipotentiallinien Parallelkreise bilden, deren Ebenen gleich weit von einander entfernt wären. Die Pfeile der Figur 301 zeigen die Grösse und Richtung der Kraft an, welche von der Kugel ausgehend auf eine kleine freischwebende Magnetnadel ausgeübt werden würde. In der That entspricht diese Verteilung sehr nahe dem sogenannten mittleren Zustande der Erde, welchen man erhält, wenn man den Mittelwert des magnetischen Potentiales an der Erdoberfläche auf einem bestimmten Breitegrade φ nimmt. Dieses mittlere Potential ist nach von Bezold:

$$V_\varphi = - R\, 0{,}330 \sin \varphi.$$

R bedeutet den Erdradius. Daraus folgt für die horizontale Komponente H.

$$H = \frac{-d V_\varphi}{R d \varphi} = 0{,}330 \cos \varphi.$$

Die Theorie verlangt, dass die Wirkung dieses Magnetismus genau so gross ist, wie diejenige eines kleinen Magneten vom gleichen magnetischen Moment, welcher im Erdmittelpunkt liegt. Nach einem bekannten Satz von Gauss stellt sich ein kleiner Magnet *ns* (Fig. 302) im Felde eines grossen Magneten *NS* so ein, dass er gegen einen Punkt *T* zeigt, der folgendermaassen bestimmt wird: Man verbindet die Mittelpunkte *R* und *O* der Magnete und teilt die Verbindungslinie in 3 gleiche Teile, so dass $OQ = \frac{1}{2} QR$. In *Q* errichtet man *QT* senkrecht auf *OR*: dann ist der Punkt, in dem *QT* die Verlängerung von *NS* schneidet, der gesuchte Punkt *T*. Der Winkel *AOR*, welcher die geographische Breite φ der Nadel *ns* darstellt, ist gleich *OTQ* und der Winkel *QTR* ist gleich der Neigung von *ns* gegen den Horizont, also gleich dem Inklinationswinkel *i*. *P* ist der geographische Nordpol. Nun ist offenbar:

$$QT = QR \operatorname{tg}(90 - i) = QO \operatorname{tg}(90 - \varphi),$$

wo *i* den Inklinationswinkel im Punkte *R* bedeutet. Da $2\,QO = QR$, so folgt:

$$\operatorname{tg} i = 2 \operatorname{tg} \varphi.$$

Daraus erhält man die Grösse der vertikalen Komponente *Z*:

$$Z = H \operatorname{tg} i = 0{,}330 \cos \varphi \cdot 2 \operatorname{tg} \varphi = 0{,}660 \sin \varphi.$$

Das ganze magnetische Moment der Erde berechnet sich aus diesen Daten zu $8{,}52 . 10^{25}$ C.G.S. Gauss fand aus seinen Berechnungen $8{,}55 \cdot 10^{25}$ C.G.S., was so viel ausmacht, wie wenn in jedem Kubikmeter der Erde 3,5 kg magnetisch gesättigte Stahlmagnete verteilt wären. Diese Magnetisierung erscheint so bedeutend, dass die meisten Forscher die Annahme, dass der Erdmagnetismus von magnetischen Körpern im Erdinneren herrühre, verworfen haben.

Die magnetischen Verhältnisse der Erde entsprechen nur in erster Annäherung dieser einfachen Verteilung des Erdmagnetismus, und man hat ebenso wie für die Temperatur sogenannte Isanomalen gezeichnet, welche die Abweichungen von den aus der angeführten Theorie abgeleiteten Zahlen darstellen.

Auch die nördliche und die südliche Halbkugel zeigen nicht vollkommen gleiche Werte, wie folgende Daten über die mittleren Werte der Horizontal- (*H*) und Vertikalintensität (*V*) längs der 30. und 50. Parallele beweisen:

Breite	H	V
50^0 n.	0,19	0,50
30 n.	0,29	0,34
30 s.	0,27	— 0,32
50 s.	0,21	— 0,47

Um die Darstellung dieser Abweichungen und ihre Erklärung haben sich v. Bezold und Bauer grosse Verdienste erworben. Die westliche Halbkugel von etwa 5^0 e. L. bis 150^0 w. L. zeigt ein grösseres Potential als das theoretische, die übrigen Erdteile eine dementsprechende negative Abweichung.

Die Isanomalen der Inklination (Isapoklinen) zeigen zwei Centra der grössten Abweichung in der Nähe des Äquators. Das positive Centrum, welches das Nordende der Inklinationsnadel um etwa 29^0 von der normalen Lage gegen die Erde hinzieht, liegt unter etwa 20^0 s. Br. und 40^0 w. L. Das negative Centrum, über welchem das Nordende der Inklinationsnadel um 24^0 über die normale Lage gehoben wird, befindet sich unter 5^0 s. Br. und 40^0 e. L. Diese Centra sind gewissermaassen als sekundärer Nord- bezw. Süd-Pol zu betrachten. Dem Beispiele Hansteens folgend, zeigt Bauer, dass die erdmagnetischen Erscheinungen durch die Annahme zweier auf einander nahezu senkrecht stehender magnetischen Systeme der zuletzt beschriebenen Art einigermaassen genau dargestellt werden können, wovon das polar gerichtete etwa fünf mal kräftiger als das äquatorial gerichtete entwickelt ist. Diese Annahme entspricht einer Neigung der erdmagnetischen Achse gegen die Erdachse von etwa 10^0, während Gauss Rechnungen 12^0 ergeben.

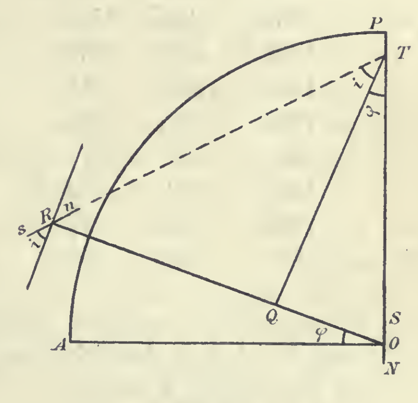


Fig. 302.

Bauer hat auch die mittlere sekuläre Veränderung der erdmagnetischen Elemente in den Jahren 1780—1885 als eine Funktion der geographischen Breite (gleichgiltig ob nördlich oder südlich) dargestellt. Er fand folgende Werte der jährlichen Änderung der Deklination und der Inklination in Bogenminuten:

Breite	0	20	40	60°
Deklination	4,3′	4,8′	6,2′	9,5′
Inklination	8,0′	7,2′	5,0′	2,5′.

Eine interessante Beziehung dieser Sekularvariation, welche durch eine Verschiebung des äquatorial gerichteten magnetischen Systemes dargestellt werden kann, zur Sonnenfleckenzahl hat Moureaux in den Deklinations-Beobachtungen von Parc St. Maur gefunden. Diese Variation schreitet nämlich in den Jahren mit viel Sonnenflecken schneller vor als in denjenigen mit wenigen, wie folgende Tabelle zeigt:

Jahr	Variation	Sonnenflecke	Jahr	Variation	Sonnenflecke
1883	— 7,20′	1155	1891	— 5,91′	569
1884	— 6,26	1079	1892	— 5,84	1214
1885	— 5,99	811	1893	— 5,88	1464
1886	— 6,12	381	1894	— 5,80	1282
1887	— 5,08	178	1895	— 5,54	974
1888	— 5,12	89	1896	— 5,26	543
1889	— 5,92	78	1897	— 4,79	514
1890	— 5,85	99	1898	— 4,18	420.

Im allgemeinen zeigt die Sekularvariation eine Abnahme mit der Zeit, aber es ist doch deutlich, dass die jährliche Abnahme im Mittel mit den Sonnenflecken wächst.

Auch die sekuläre Veränderung ist der mathematischen Analyse von Carlheim-Gyllensköld unterworfen worden. Er zerlegte den Ausdruck für das Potential nach Kugelfunktionen in eine Reihe von Gliedern, die von der Latitude φ abhängen und die mit A_0, A_1, A_2 u. s. w. bezeichnet werden mögen. Jedes dieser Glieder wurde wiederum nach Art einer harmonischen Reihe in Glieder nach der Longitude ω zerlegt. Durch eine solche Reihe kann jede Verteilung des Erdmagnetismus dargestellt werden, wenn man nur genügend viele Glieder nimmt. Je höhere Multipel von φ und ω die Glieder enthalten, um so weniger wichtig sind sie im allgemeinen. Von jedem dieser Glieder nimmt Gyllensköld an, dass es eine periodische Funktion der Zeit ist. Die kürzeste von diesen Perioden, 300 Jahre, besitzt das Glied $Y_{5,3}$, welches nach den Winkeln 5 φ und 3 ω entwickelt ist. Dieses Glied ist von geringer Bedeutung, $Y_{2,2}$ dagegen, das eine Periode von 500 Jahren besitzt, ist sehr wichtig. Diesem Glied entspricht wohl der Hauptsache nach die sekuläre Schwankung der Deklinationsnadel zu Paris, welche 1580

ein Maximum östlicher, 1814 ein Maximum westlicher Abweichung durchlief (vgl. Fig. 284). Die Zeitdifferenz 234 entspricht einer Halbperiode, wonach die ganze Periode 468 oder rund 500 Jahren betragen würde. Von geringerer Bedeutung ist das Glied $Y_{3,3}$ mit einer Periodenlänge von 700 Jahren. Von den Gliedern erster Ordnung nach ω haben das zweite $Y_{2,1}$ und das dritte $Y_{3,1}$ ungefähr gleich lange Perioden, 1700 bezw. 1800 Jahren. Sie machen sich in der Wanderung des Durchschnittspunktes der agonischen Linien mit dem Äquator geltend, von welchen der, welcher im Atlanten liegt, in 285 Jahren (1600—1885) einen Bogen von 63° beschrieb (8° e. L.—55° w. L.). Dies entspricht einem ganzen Umlauf um die Erde in 1630 Jahren. Ungefähr dieselbe Periode, 1670 Jahre, zeigt die Verschiebung des Durchschnittspunktes der Isokline Null mit dem Äquator, dieser Punkt hat nämlich in 185 Jahren (1700 bis 1885) ein Neuntel des Erdumkreises (35° e. L.—5° w. L.) beschrieben. Schon diese Perioden sind viel zu lang, um noch mit einiger Sicherheit bestimmt werden zu können. Noch mehr gilt dies für die Periode des ersten variablen Gliedes $Y_{1,1}$, welche 3100 Jahre umfasst.

Gyllenskiöld hat nun gefunden, dass nicht nur die Richtung der Magnetisierungen, welche durch die einzelnen Glieder Y dargestellt werden, sondern auch ihre Stärke mit der Zeit sich ändert und zwar nach der gleichen Periode wie die Richtung. Es sieht also nach Gyllenskiöld aus, als ob elektrische Strömungen — vermutlich in der Atmosphäre — eine stetige Ummagnetisierung des Erdkernes senkrecht zur Erdachse verursachen. Die Inhomogenität der Erde bewirkt, dass die Stärke dieser Magnetisierung nach einer Periode schwankt, die derjenigen der Ummagnetisierung selbst gleichkommt. Die Beobachtung von Moureaux (S. 976) spricht sehr für diese Ansicht.

Die Darlegungen von Gyllenskiöld bieten daher nicht nur ein theoretisches Interesse, sondern können auch dazu dienen, von den magnetischen Verhältnissen der Erde in längst entfernten Zeiten eine Vorstellung zu verschaffen. So z. B. kann man mit ziemlicher Sicherheit daraus schliessen, dass der magnetische Äquator nie nördlich von Rom gelegen hat. Dieselbe Ansicht hat auch Fritzsche geäussert. Sie steht im Widerspruch mit den Aufsehen erregenden Schlüssen von Folgheraiter, welcher aus den magnetischen Eigenschaften von etruskischen Vasen hergeleitet hat, dass zur Etruskerzeit (etwa 700 Jahre vor unserer Zeitrechnung) die Inklination in Italien 2° 29′—25° 37′ südlich gewesen ist. Die Vasen sollten nämlich beim Brennen magnetische Eigenschaften angenommen haben, deren Achse

von der noch festzustellenden Lage der Vase und der bisher unbekannten Richtung der magnetischen Kraftlinien abhängt. Der Schluss von Folgheraiter war schon deshalb sehr unwahrscheinlich, weil der jetzige magnetische Äquator sich nicht mehr als 16° vom geographischen Äquator entfernt, und Rom auf 42° n. Br. liegt. Nach Gyllenskiöld war die Inklination zu Rom in der betreffenden Zeit etwa 48,5° nördlich.

In ähnlicher Weise hat man mit Hilfe von bei tertiären Eruptionen gebrannten Thonschichten die Deklination in Auvergne zur Tertiärzeit zu 7°—9° W. bestimmt. Sie ist jetzt 14° 20′ W. Solche Beobachtungen versprechen viel Interesse.

Landesvermessungen. Wenn man den Wert der magnetischen Elemente in sehr vielen Punkten eines Landes bestimmt, so findet man, dass dieselben nicht unbeträchtlich von denjenigen abweichen, welche auf den vorhin erwähnten Karten aufgeführt sind. Dieser Umstand beruht auf sogenannten lokalen Störungen und die Abweichung zwischen den nach den magnetischen Weltkarten berechneten und den thatsächlich gefundenen Werten kann als ein Maass der Störung angesehen werden. Als eine Probe möge eine Darstellung der Isogonen in Grossbritannien (Fig. 303) nach den Messungen von Rücker und Thorpe wiedergegeben werden. Neben diesen sogenannten „wahren" Isogonen sind sehr dicke Linien gedruckt, welche die sogenannten „terrestrischen" Isogonen darstellen. Diese Linien sind aus den magnetischen Weltkarten genommen und unterscheiden sich durch den nahezu geradlinigen Verlauf von den schlängelnden „wahren" Isogonen; sie sind als eine Art Idealisierung der Wirklichkeit anzusehen. Der Unterschied zwischen dem wahren und dem von den terrestren Isogonen angegebenen Wert erreicht in diesem Fall nicht mehr als einen halben Grad.

Ebenso unbedeutend sind die Störungen in allen Ländern, wo stark magnetische Gesteinsarten nicht vorkommen. Aber schon Basalthügel und Granitkuppen können recht bedeutende Störungen hervorrufen. So z. B. geht die Isogone von 9° durch die granitreiche Insel Bornholm, einer negativen Abweichung von 1,3° entsprechend. Die Deklination nimmt nach Nordosten (Christiansö) bis auf 11° zu, während sie nach der Karte der terrestrischen Isogonen dahin abnehmen sollte, und sinkt nach Südwesten auf 8°, einer Abweichung von etwa 2,5° entsprechend.

Die erste Anomalie dieser Art, abgesehen von den Störungen in der Nähe von Lagerstätten des Eisenerzes $Fe_3\,O_4$, welche von alters her mit Hilfe des Grubenkompasses aufgesucht wurden, wurde in den Alpen von Kreil aufgefunden. Ahnliche Störungen zeigen die Karpathen in Ungarn und noch

mehr die grosse Himalayakette nach den Messungen der Brüder Schlagintweit.

Durch das Studium der magnetischen Abweichungen in Japan und Indien sowie Europa gelang es Naumann, eine nahe Beziehung zwischen den Linien der magnetischen Abweichungen und den tektonischen Linien

Magnetische Landesvermessung von Grossbritannien (1886.0).

Die terrestrischen (—) und wahren (—) Isogonen.



Fig. 303.

der Bergmassive nachzuweisen. Es ist demnach kein Zweifel, dass ein Studium dieser Abweichungen von grossem Nutzen beim Studium des Aufbaues der Erdkruste werden kann.

Noch viel grössere Abweichungen kommen bisweilen in der Nähe von Lagerstätten magnetischer Eisenerze vor. Die Deklination kann an solchen Stellen alle möglichen Werte annehmen, sodass die Abweichung auch 180° erreicht. Diese Einwirkung auf den Magneten haben Wrede und Thalén benutzt, um die ungefähre Lage der Eisenerzstöcke zu bestimmen. Auf die Stärke der Abweichung kann man auch Schätzungen betreffs der Mächtigkeit des Erzlagers gründen. Es giebt auch magnetische Inseln, welche grosse Störungen der Magnetnadel verursachen. Am bekanntesten ist wohl Jussarö an der Südwest-Küste Finnlands. Die Abweichung der Deklinationsnadel beträgt daselbst nicht weniger als —158°, diejenige der Inklination —17°.

Die meisten Eisenerze wie Oxyd (Eisenglanz, Hämatit, Fe_2O_3), Karbonat (Eisenspath, $FeCO_3$) und die verschiedenen Hydrate sind, zum Unterschiede vom magnetischen Eisenerz, Fe_3O_4, nur sehr schwach magnetisch. Die Lagerstätten jener Eisenerze, wie z. B. Eisenerz in Steiermark, wo Karbonate und etwas Hydrate vorkommen, verursachen deshalb nur recht unbedeutende Störungen des Erdmagnetismus.

Abweichungen von nicht allzu bedeutender Grösse kommen ferner bei den meisten oceanischen Inseln vor, wie die Challenger-Expedition nachwies. Diese Inseln bestehen oft aus vulkanischen Auswürfen, die beim Erstarren unter dem Einfluss des Erdmagnetismus eine magnetische Orientierung erhalten haben, sodass das magnetische Südende der Kuppe auf der nördlichen Hemisphäre nach oben zu liegen kam. Auf der südlichen Halbkugel ist es natürlich umgekehrt. Infolgedessen wird im allgemeinen auf der nördlichen Halbkugel das Nordende der Magnetnadel zu der Insel hingezogen bezw. auf der Insel hinuntergezogen. Auf der südlichen Halbkugel gilt dasselbe für das Südende der Nadel.

Ähnliche Abweichungen — bisweilen von so grosser Bedeutung, dass sie für die Schiffahrt gefährlich sind —, kommen auch auf dem Meer vor, so z. B. ausserhalb Cossack in Nordwest-Australien, weit von der Küste, wo eine Abweichung von 30° beobachtet wurde. Andre Fälle von starken Störungen kommen bei den Küsten von Labrador, Madagascar, bei Réunion u. s. w. vor. Man nimmt an, dass sie von grossen Eruptiv-Massiven unter der Meeresfläche verursacht sind.

Ein ähnliches gilt von den grossen eruptiven Gebirgsstöcken im Binnenland. So z. B. kam O. E. Meyer durch das Studium der schlesischen Gebirgsketten zu folgendem Schluss. „In unseren nördlichen Breiten wird jede magnetische Bergkuppe, mit Ausnahme vereinzelt vorspringender Felsen, an ihrer Oberfläche nur magnetische Südpole auf-

weisen können.“ Auch Lamont fand bei seiner Untersuchung über Bayern, dass die Störungen auf eine Verstärkung des Süd-Magnetismus am Orte der Störung zurückgeführt werden konnten.

Elektrische Strömungen zwischen Erde und Atmosphäre. Wenn man einen Magnetpol von der Stärke m eines biegsamen Magneten rund um einen Strom führt von der Stärke J, so ist die dabei ausgeführte Arbeit gleich $4\pi m J$. Man kann nun aus den Messungen der magnetischen Elemente die magnetische Kraft in der Richtung der Tangente längs einer geschlossenen Kurve s an der Erdoberfläche berechnen. Es sei diese Komponente x_s, so ist die Arbeit beim Herumführen des Magnetpols m rund um die Kurve:

$$A = \int^{s} m x_s \, ds = 4 \pi m J.$$

J ist die Elektrizitätsmenge welche pro Sekunde durch das von der Kurve s eingeschlossene Stück der Erdoberfläche in die Luft hinausströmt.

Als solche Kurve können wir einen Breitekreis nehmen, z. B. den 60. der nördlichen Halbkugel. x_s bedeutet in diesem Fall die Westkomponente der Horizontalintensität. Nennt man den Mittelwert dieser Komponente längs dieses Breitegrades M, so ist, wenn R den Erdradius darstellt und östliche Richtung als positiv gerechnet wird:

$$4 \pi J = 2 \pi R \cos 60^0 M; \; J = \tfrac{1}{4} R M.$$

J bedeutet die Stromstärke, welche die vom 60. Breitegrade eingeschlossene Kalotte in Richtung von Nord nach Süd durchläuft.

Auf dieselbe Weise kann man die Stärke des Stromes berechnen, welche die vom 55. Breitegrad eingeschlossene Kalotte durchläuft. Der Unterschied zwischen diesem Wert und dem vorhin erhaltenen giebt die Elektrizitätsmenge, welche parallel der Erdachse in der Zone zwischen 55^0 n. Br. und 60^0 n. Br. von Nord nach Süd fliesst.

Eine solche Rechnung wurde von Ad. Schmidt durchgeführt, wobei er die von Neumayer ausgearbeitete Karte (Fig. 283) für das Jahr 1885 benutzte. Sie führte zu dem Resultat, dass auf der nördlichen Halbkugel, besonders in mittleren Breiten (um 50^0) Ströme aus der Erdoberfläche in die Luft hinaufsteigen, um von da in niedrigen Breiten zur Erde zurückkehren. Auf der südlichen Halbkugel herrschen ähnliche Verhältnisse, indem die Elektrizität in den polarnahen Gegenden hinaufströmt und am Äquator wieder hinuntersinkt. Die Stärke des Stromes durch die vom 40. nördlichen Breitegrad eingeschlossene Kalotte sollte

nach der Berechnung von Ad. Schmidt $3,5.10^6$ Amp. betragen, einer Stromstärke von 0,04 Amp. pro km^2 entsprechend.

Bauer, der eine ähnliche Berechnung ausgeführt hat, findet, dass nördlich vom 45. nördlichen Breitegrad $3,8.10^6$ Amp. von der Erdoberfläche in die Höhe steigen, dass dagegen in der Zone zwischen 45^0 n. und 45^0 s. Br. ein Strom von $6,5.10^6$ Amp. aus der Luft zur Erdoberfläche heruntersinkt, woraus folgt, dass der aufsteigende Strom südlich vom 45^0 s. Br. $2,7.10^6$ Amp. beträgt. Die Verteilung der Ströme ist nicht symmetrisch um den Äquator. Die Stromstärke zwischen den nachstehenden Breitegraden hat nach Bauer folgende Werte in 10^{-3} Amp. pro km^2:

Breite	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60^0 n. Br.
Stromstärke	36	−20	−22	−54	−*74*	−68	−38	−20	6	125	**164**	154	10^{-3} Amp.

Eine ähnliche Berechnung, die vom 40^0 und 60^0 n. Br., 10^0 w. L. und 30^0 ö. L. eingeschlossenen Fläche, also den grösseren Teil Europas umfassend, wo die genauesten Messungen ausgeführt sind, führt zu dem Schluss, dass die Stärke des daselbst aufsteigenden Stromes etwa 0,14 Amp. pro km^2 beträgt.

Rücker hat die ausserordentlich genaue Ausmessung des britischen Reiches zu ähnlichen Rechnungen benutzt; er fand aber kein Anzeichen eines Stromes in der einen oder anderen Richtung. Zu ähnlichen Resultaten kamen betreffs Schweden Carlheim-Gyllenskiöld, betreffs Österreich Liznar. Die Elektrizitätsströmung zwischen Erde und Luft scheint demnach etwas zweifelhaft zu sein.

Die Stärke des magnetischen Feldes nimmt mit steigender Höhe ab. Nimmt man einen centralen Magneten an, so sollte diese Abnahme nach der dritten Potenz der Entfernung vom Mittelpunkt, d. h. um etwa 0,05 Proz. pro km, erfolgen. Sie ist jedoch ausserordentlich viel schneller, wie die Messungen zeigen. Die ersten solchen wurden im Luftballon von Gay-Lussac und Biot ausgeführt. Die Genauigkeit der erlangten Resultate war viel zu gering, um daraus Schlüsse zu ziehen.

Kreil führte dagegen Beobachtungen im Gebirge der Alpen aus und verglich dieselben mit den Beobachtungen in nahegelegenen Thälern. Ähnliche Messungen wurden von Moureaux in den Pyrenäen ausgeführt. Die gefundenen Werte sind sehr unregelmässig und ergeben sogar bisweilen eine Zunahme des Magnetfeldes mit der Höhe. Als Mittel der an 7 Alpenstationen von Kreil ausgeführten Messungen findet man eine Abnahme um 0,3, als Mittel der drei Beobachtungen

in den Pyrenäen eine solche von 0,4 Proz. pro km. Die vielen Unregelmässigkeiten zeigen, dass ein bedeutender Teil der beobachteten Erscheinung auf lokale Störungen zurückzuführen ist, was die Bearbeitung dieser Ziffern stark erschwert.

Liznar hat jedoch eine solche Bearbeitung von neueren Messungen ausgeführt und ist zu dem Schluss gekommen, dass die Westkomponente des Erdmagnetismus mit der Höhe zunimmt, wogegen die anderen Komponenten abnehmen und zwar etwa dreimal so schnell, als man nach der Theorie zu erwarten hätte. Um dies zu erklären, kann man in den unteren Luftschichten elektrische Ströme annehmen, die von W nach E und etwas von N nach S fliessen.

In der That fliesst ein Luftstrom von dieser Richtung in den mittleren und unteren Luftschichten — wenn man von den allerniedrigsten absieht (vgl. S. 689). Da dieser Wind positive Elektrizität mitführt, so ist die Annahme eines gleich gerichteten elektrischen Stromes wohl begründet.

Magnetische Wirkungen des Sonnen- und des Erd-Körpers. Oben haben wir nach A. Schuster als die mutmaassliche Ursache der täglichen Schwankung der Magnetnadel eine elektrische Strömung oberhalb der Erdoberfläche angegeben. Man könnte aber erst die Vermutung prüfen, ob nicht eine Magnetisierung der Sonne genügen würde, die Beobachtungen zu erklären.

Wenn A^1 die Magnetisierung pro m^3 der Sonne, A diejenige der Erde, R die Entfernung und r den Halbmesser der Sonne bedeuten, so gelten für die Feldstärke F^1, welche von der Sonne herrührt und diejenige F^e, welche von der Magnetisierung der Erde am Äquator erzeugt wird, folgende Formeln:

$$F^1 = \frac{8}{3}\pi A^1 \left(\frac{r}{R}\right)^3; \quad F^e = \frac{4}{3}\pi A.$$

Nun ist F_e ein Minimum der F-Werte der Totalintensität, folglich wird:

$$\frac{F^1}{F} < \frac{A^1}{4A}\left(\frac{2r}{R}\right)^3 < 2 \cdot 10^{-7}\frac{A^1}{A},$$

nachdem $2r : R$ den Wert $1:107.6$ besitzt. Danach würde die Schwankung des erdmagnetischen Feldes zufolge der Einwirkung der Sonne immer unter dem zuletzt geschriebenen Wert bleiben. Da man nun tägliche Schwankungen desselben von der Grösse 3.10^{-3} beobachtet, so müsste die Magnetisierung A^1 der Sonne diejenige A der Erde um etwa den 15000fachen Betrag übersteigen. In jedem Kubikmeter der Sonne müsste

demnach ebensoviel Magnetismus befindlich sein, wie in etwa 50000 kg magnetisch gesättigten Stahlmagneten, d. h. die Sonne müsste 7,5 mal so stark magnetisiert sein wie der am kräftigsten magnetisierte Stahl. Dieser Wert scheint so gross, dass man allgemein die Hypothese verlassen hat, dass die Sonne, wenn sie auch von den stärksten Strömen umkreist wäre, durch magnetische Fernewirkung die täglichen Schwankungen des Erdmagnetismus hervorbringen könnte. Es wäre aber trotzdem sehr verfrüht, überhaupt den Einfluss der Sonne auf den Erdmagnetismus für nur scheinbar erklären zu wollen (vgl. S. 135).

In derselben Weise kann man mit besserem Erfolg die Wirkung der Erde als der Hauptsache nach von magnetischen Massen in ihrem Inneren herrührend erklären. Wir haben oben gesehen, dass die Erde eine Eigenladung besitzt. Nehmen wir an, die normale Ladung der Erdoberfläche sei so gross, dass sie einem Potentialgefälle von 300 Volt pro Meter, d. h. einer elektrostatischen Einheit pro Meter entspreche, so ist nach S. 881 die Erdladung $\mu = -1:4\pi \cdot 100$ elektrostatische Einheiten oder $2.6.10^{-14}$ elektromagnetische Einheiten pro cm^2. Da weiter die mittlere Geschwindigkeit der Erde 296 m pro Sek. beträgt, so entspricht dies einer Stromstärke für jeden Centimeter eines Erdmeridians von $7{,}7\ 10^{-10}$ elektromagnetischen Einheiten, d. h. $7{,}7\ 10^{-9}$ Amp. Für jeden km hätte man also eine Stromstärke von $7{,}7\ 10^{-4}$ Amp. oder längs des ganzen Erdquadranten von nur 7,7 Amp. Auch mit Zuhilfenahme der Magnetisierung eines inneren Eisenkernes in der Erde würde man nur zu Werten gelangen, die viel geringer wären als die thatsächlich beobachteten. Die Richtung der Magnetisierung würde aber mit der wirklich existierenden übereinstimmen.

Nach unseren jetzigen Kenntnissen hat man nicht mit der Ladung der Erdkruste zu rechnen, denn sie wird ungefähr von derjenigen der niederen Luftschichten aufgehoben, sondern man müsste die negative Ladung der höchsten Luftschichten in die Rechnung einführen. Wie gross aber diese ist, lässt sich noch nicht schätzen, nur hat man berechtigte Gründe zu vermuten, dass sie diejenige der Erdoberfläche mehrere mal übertrifft. Vielleicht kann sie auch genügend gross sein, um die Magnetisierung der Erde zu erklären.

Erdströme. Als die Telegraphenlinien errichtet wurden, musste man bald bemerken, dass das telegraphische Drahtnetz bisweilen von elektrischen Strömen durchflossen wird, welche so kräftig sind, dass sie die telegraphischen Signale vollkommen unkenntlich machen. Dies geschieht teils bei Gewittern zufolge von Entladungen

oder Induktionsströmen im Drahtnetz, teils aber auch bei anderen Gelegenheiten, wenn Gewittererscheinungen nicht in merklichem Grade hervortreten.

Matteucci beobachtete zuerst das Auftreten von heftigen telegraphischen Störungen bei einem starken Nordlicht am 27. Oktober 1848. Er studierte danach die Ströme, welche in Drähten entstehen, deren beide Enden durch zwei Endplatten mit der Erde in Kontakt stehen.

Ganz anders richtete Barlow seine Versuche ein, indem er keine Erdleitung benutzte, sondern die Ströme in einer geschlossenen Drahtschlinge studierte (1849). In diesem Fall können keine anderen Ströme zu stande kommen als diejenigen, welche durch Änderung der auf der Fläche der Schlinge senkrechten Komponente des Erdmagnetismus entstehen.

Seitdem kann man zwei leitende Ansichten in den Arbeiten auf diesem Gebiet vorfinden, indem einige Forscher, darunter Lamont, geneigt sind, die Erdströme, d. h. die vermittels zwei Kontaktplatten aus der Erde abgezweigten Ströme als Ursache der Störungen des Erdmagnetismus anzusehen, andere dagegen die Schwankungen des Erdmagnetismus als Ursache der Erdströme betrachten.

Man hat in dieser Hinsicht ebenso wie bei den magnetischen Schwankungen zwischen heftigen Störungen und den langsamen regelmässigen Schwankungen zu unterscheiden. Bei der Beurteilung der letzteren müssen die ersteren aus dem statistischen Material ausgeschieden werden.

Was erst die Störungen betrifft, so sind sie am häufigsten in nordlichtreichen Jahren. So z. B. giebt Preece die Jahre 1859—60, 1872 und 1883 als durch ungewöhnlich heftige Störungen charakterisiert an. Sie entsprechen den Sonnenfleckenmaxima in den Jahren 1859, 1870 und 1883. Nach Preece sind auch wahrscheinlich die Störungsströme parallel der Linie gerichtet, welche die Mittelpunkte der Erde und der Sonne verbinden. Sie treten vollkommen gleichzeitig über der ganzen Erde auf und gleichzeitig mit den grossen magnetischen Stürmen und Polarlichtern. Die Störungen können sehr grossen elektromotorischen Kräften entsprechen, so z. B. erreichten diese auf 500—600 km langen Linien in Frankreich während der Nordlichttage 29. Aug. — 3. Sept. 1859 nicht weniger als 700 bis 800 Volt, d. h. etwa 1,37 Volt pro km. Die Potentialdifferenzen sind nämlich im allgemeinen der Entfernung der Erdplatten proportional. Ähnliche Grössen, 1,1 Volt pro km, beobachtete man in England am 31. Jan. 1881. Nach Cleveland Abbe soll man sogar in Amerika auf der Linie New York-Elisabeth, welche jedoch nur 20 km lang ist und durch grosse Centren der elektrischen Industrie

läuft, am 16. Juli 1892 Potentialdifferenzen von 9 Volt pro km beobachtet haben.

Airy hat auf zwei 12 bezw. 16 km langen Linien, die in Greenwich endeten, in den Jahren 1865 bis 1867 die Störungen durch Erdströme gemessen und daraus geschlossen, dass sie magnetische Störungen hervorbrachten und nicht umgekehrt. Einige Fälle kamen jedoch vor, in welchen die beiden Arten von Störungen nicht gleichzeitig eintrafen. Ellis hat diese Untersuchungen an einigen besser gelegenen Linien fortgesetzt und ist zu demselben Schluss gekommen. Die Eintritts-Zeiten der beiden Erscheinungen unterschieden sich nicht um mehr als 3 Min., was innerhalb der Beobachtungsfehler lag.

Zu dem entgegengesetzten Schluss kam Blavier bei seiner Untersuchung der Störungen in einigen Telegraphenlinien, die von Paris ausgehen. Er sah die magnetischen Störungen als primär an; seine Ansicht wird jedoch von Moureaux, der neuere Untersuchungen in Frankreich angestellt hat, nicht unterstützt.

Die ausführlichsten Untersuchungen der Erdströme sind von Weinstein ausgeführt worden. Sie betreffen die Strömungen, welche in den Linien Berlin—Dresden (120 km in fast nord-südlicher Richtung) und Berlin—Thorn (262 km in fast west-östlicher Richtung) von registrierenden Galvanometern aufgeschrieben wurden. Dabei sind die „unruhigen" Tage ausgeschlossen; jedoch blieben zur Bearbeitung 5000 Aufzeichnungen übrig.

Es wurde erst ein konstanter Strom in der Leitung beobachtet, welcher der Differenz der Mittelwerte des Potentiales der Endplatten an den drei Stellen entspricht. Diesen konstanten Strom sieht Weinstein als ganz zufällig an, indem er von der Natur der Erdplatten abhängen soll, und in der That änderte sich dieser Strom bei einer Änderung der Erdplatte in Berlin. Es mag jedoch wohl sein, dass ein Teil des konstanten Stromes nicht von Ungleichheiten der Erdplatten herrührt, sondern von ihrer Lage, da man im Gebirge gefunden hat, dass der Erdstrom von niedrigen nach hoch gelegenen Orten fliesst. So z. B. fand Brander, dass der Strom immer von Airolo zu dem 950 m höher gelegenen Hospiz auf St. Gotthard fliesst. Die Potentialdifferenz zeigte ein flaches Maximum um 5^h Vorm. und war stärker in der Nacht als am Tag. Brander benutzte als Elektroden amalgamierte Zinkstücke, die in porösen, mit Zinksulfatlösung gefüllten Thongefässen standen, sodass keine merkliche Potentialdifferenz zwischen verschiedenen Elektroden vorkam.

Eine grosse Regelmässigkeit zeigte der tägliche Gang des Erdstromes zu Berlin, welcher durch die Kurve Fig. 304 dargestellt ist. Der Strom in ost-westlicher Richtung zeigt genau denselben Gang wie derjenige in süd-nördlicher, nur ist seine Schwankung etwa 2,5 mal geringer. Ein erstes unbedeutendes Minimum der süd-nördlichen Komponente (beinahe gleich dem Mittelwert Null) tritt um 3 Uhr Vorm. ein, danach steigt die Stromstärke auf ein sekundäres Maximum um 7 Uhr Vorm., passiert die Null-Lage um $8^h\,15^m$ Vorm. und erreicht das Hauptminimum um $11^h\,30^m$ Vorm. Von da ab steigt die Stromstärke schnell, passiert um $2^h\,15^m$ Nachm. die Null-Lage und um $4^h\,20^m$ Nachm. das Hauptmaximum. Von

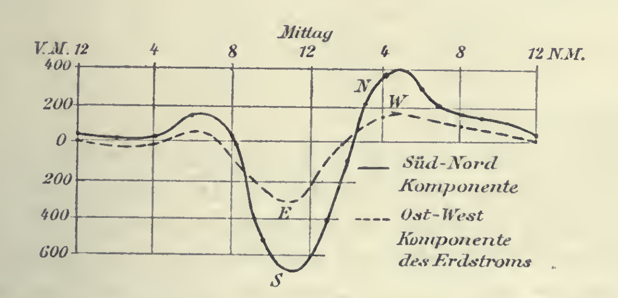


Fig. 304. Tägliche Schwankung der beiden Komponenten des Erdstroms zu Berlin nach Weinstein.

da ab sinkt sie ziemlich regelmässig mit einer kleinen Einbiegung um $7^h\,30^m$ und einer kleinen Ausbuchtung um $9^h\,15^m$ auf das Nachtminimum um 3 Uhr. Die Schwankung der ost-westlichen Strömung ist derjenigen der süd-nördlichen um etwa eine halbe Stunde voraus, sodass die Extremwerte bei jener etwas früher eintreffen. Die Schwankungskurve zeigt eine grosse Ähnlichkeit mit derjenigen der Deklination, aber noch mehr mit derjenigen der Totalkraft des Erdmagnetismus (vgl. Fig. 295).

Die tägliche Schwankung, ausgedrückt als Abweichung vom Mittelwert der totalen Stromstärke, welche aus den beiden Komponenten zusammengesetzt ist (vorderste Kolumne), zeigt sich in der folgenden Tabelle:

Vormittag		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter	149	—125	—64	—39	—35	—51	—93	—94	—24	—18	—93	+45	208
Frühl.	263	—245	—242	—253	—246	—227	—201	—94	—10	—73	—50	+319	605
Sommer	321	—215	—223	—209	—193	—143	—67	—80	—195	—65	+233	486	581
Herbst	250	—168	—203	—232	—241	—231	—186	—131	—127	—108	+118	392	533

Nachmittag		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Winter	149	+244	121	−83	−38	+38	30	6	15	47	60	16	−76
Frühl.	263	+566	266	−174	−62	+213	174	68	−4	−33	−67	−133	−209
Sommer	321	+443	134	−227	−41	+149	219	149	14	−132	−202	−214	−222
Herbst	250	+430	111	−160	+116	233	184	65	−26	−68	−81	−98	−129

Sehr charakteristisch ist der Stillstand in der Nacht, „die Änderungen der Stromstärke in den Nachtstunden können, an den Aufzeichnungen selbst, nur bei grosser Sorgfalt in der Ablesung überhaupt konstatiert werden".

Ebenso auffällig ist die Jahresschwankung in der Stromstärke. Sie beträgt im Mittel:

Im Frühling	Sommer	Herbst	Winter
263	321	250	149

in willkürlichen Einheiten.

Der tägliche Gang ist in grossen Zügen qualitativ derselbe im ganzen Jahr. Nur verflachen sich die Abend- und Nachtschwankungen im Sommer, wogegen die primären Tageswellen im Winter am schwächsten entwickelt sind. Die Eintrittszeiten der Extremwerte am Tag schieben sich im Sommer gegen die Auf- und Untergangszeit der Sonne auseinander. Wie die magnetischen Schwankungen sind also auch diese von dem Gang der Sonne abhängig.

In quantitativer Hinsicht ist dagegen die Stromschwankung recht verschieden in den verschiedenen Jahreszeiten. „Das Hauptmaximum der Stromentwickelung fällt offenbar auf die Mitte zwischen März und April, ungefähr auf das Frühlings-Äquinoktium, darauf folgt ein sekundäres Maximum zwischen Juni und Juli, also etwa um die Sommersonnenwende, ein weiteres, noch geringeres Maximum zwischen September und Oktober, vielleicht mit der Herbst-Tag- und -Nachtgleiche zusammenfallend. Das Hauptminimum findet sich im Dezember und zwar ist dieses Minimum auffallend geringfügig." Die täglichen Maximalwerte der Stromstärke sind in folgender Tabelle wiedergegeben, sie erinnern an den jährlichen Gang der Störungen der magnetischen Elemente (vgl. S. 966):

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
431	586	771	**1062**	928	*856*	**920**	844	792	747	454	*296*	741

Die Richtung des Stromes fällt im Mittel in das Sonnenvertikal, obgleich grosse Abweichungen vorkommen; dieselben sind am geringsten im Sommer, wenn die Sonnenwirkung am kräftigsten ist. Besonders

gering ist die Abweichung in den Stunden um Mittag, wenn die Stromstärke ihr Maximum bezw. Minimum durchläuft, und um Mitternacht.

Die Daten für den Sommer mögen dies näher beleuchten. Die Ziffern geben den Unterschied an zwischen dem Azimut der Richtung des Erdstromes und demjenigen der Sonne.

Vormittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	—2	—21	—39	—59	—71	—78	—79	—52	+34	38	27	9°
Nachmittag	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Unterschied	—15	—37	—12	+78	71	61	49	36	19	12	13	8°

Diese regelmässigen Schwankungen eignen sich viel besser als die Störungen, um zu entscheiden, ob die Erdströme die magnetischen Schwankungen verursachen oder umgekehrt. Wenn nämlich die erste Alternative richtig ist, so müssen die magnetischen Elemente, von welchen Weinstein besonders die Vertikalintensität (in Wien) untersuchte, ihre Extremwerte durchlaufen, wenn die Stärke des Erdstromes Maxima besitzt. Ist dagegen die andere Alternative die richtige, so muss der Erdstrom Maxima zeigen gleichzeitig mit dem ersten Differentialquotienten, oder mit anderen Worten mit der grössten Ab- oder Zunahme pro Zeiteinheit in den magnetischen Elementen.

Weinstein findet nun, dass betreffs der Vertikalintensität die zweite Alternative in direktem Widerspruch mit der Erfahrung steht, welche dagegen im allgemeinen sehr gut mit der ersten Alternative übereinstimmt. Auch die Horizontalintensität zeigt in grossen Zügen eine Übereinstimmung mit der Stärke des Erdstromes. Abweichungen zwischen diesen beiden Grössen können in einigen Fällen erklärt werden. Weinstein kommt zuletzt zu dem Schluss, „dass wenigstens ein Teil der an den Magnetometern beobachteten Variation nur scheinbar den Erdmagnetismus selbst betrifft, in Wahrheit aber auf Änderungen des Erdstromes beruht“.

Eigentümlich genug fand Battelli, der sehr umfangreiche Messungen über den Erdstrom in Italien ausführte, keine Übereinstimmung im Gang der Vertikalintensität und des Erdstromes (im Gegensatz zu Weinstein). Vielmehr entsprach die nord-südlich gerichtete Komponente des Erdstromes Änderungen der Deklination und die ost-westliche Komponente Änderungen der Horizontalintensität. Die Änderungen der Stärke des Erdstromes gehen nach Battelli denjenigen des Erdmagnetismus um einige Minuten voran. (Die von anderen Beobachtern konstatierte Gleichzeitigkeit ist wahrscheinlicher.) Wenn die

Erdströme symmetrisch um den Beobachtungsort verteilt sind, so haben sie keinen Einfluss auf die Vertikalintensität, wie Battelli beobachtet hat. In Gebirgsländern mag das anders sein.

Bei Erdbeben werden häufig die magnetischen Instrumente beunruhigt, auch wenn sie sehr weit von dem Centrum der Erschütterung aufgestellt sind. Einige, wie v. Bezold, haben die Ansicht ausgesprochen, dass diese Störungen nur auf mechanische Erschütterungen zurückzuführen sind. Andere meinen, dass bei den Erdbeben wirkliche Erdströme entstehen, die auf die Magnete einwirken. In der Nähe der vulkanischen Ausbruchsstellen wurden häufig starke Schwankungen der Magnetnadel beobachtet, wie zuletzt bei den Ausbrüchen des Mt. Pelée auf Martinique (1902).

Um diese Frage zu entscheiden, hing Moureaux einen Kupferstab auf, der dem Bifilarmagnetometerstab ähnlich eingestellt wurde. Während nun dieser beim Erdbeben in sehr deutliche Schwingungen geriet, war bei dem Kupferstab gleichzeitig nichts davon zu spüren. Diese Beobachtung spricht sehr zu Gunsten der Ansicht, dass die Erdbebencentren elektrische Strömungen aussenden, die weithin fühlbar sind. So z. B. hat das Bifilarmagnetometer zu Parc St. Maur ein Erdbeben bei Calcutta am 12. Juni 1897, dasjenige in Potsdam das grosse japanische Erdbeben vom 22. März 1894 registriert.

Es ist aber auch vorgekommen, dass heftige Erdstösse in Frankreich stattfanden, z. B. am 2. September 1896, als die nördlichen Departemente Pas-de-Calais, Somme und Nord, sowie Belgien von einer heftigen Erderschütterung heimgesucht wurden, ohne dass die magnetischen Instrumente in Parc St. Maur etwas angegeben hätten. Auch dieser Befund giebt einen Wahrscheinlichkeitsbeweis gegen die Ansicht, dass die mechanischen Erschütterungen in ähnlichen Fällen ausschlaggebend sind. Dagegen kann man sich wohl vorstellen, dass tektonische Erdbeben vorkommen können, die zu keinen nennenswerten elektrischen Störungen Anlass geben.

Personenregister.

Sachregister.

Druck von August Pries in Leipzig.